

Einfluß der Gitterdefekte und der
atomaren Ordnung auf die Supraleitung
von Nb_3Sn und Nb

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Bernd Besslein
aus Altenkunstadt

1976



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548424_0033

Einfluß der Gitterdefekte und der atomaren Ordnung auf die Supraleitung von Nb_3Sn und Nb

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Bernd Besslein
aus Altenkunstadt



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

24. 11. 1976

Vorsitzender der Promotionskommission: Professor Dr. H. Remmert

Erstberichterstatter:

Professor Dr. G. Ischenko

Zweitberichterstatter:

Priv. Doz. Dr. H. Ullmaier

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretischer Teil	6
2.1. Kritische Temperatur T_c	6
2.1.1. McMillan-Formel	6
2.1.2. Theorie nach Appel	8
2.2. Magnetisierung von Supraleitern	10
2.2.1. Kritische Magnetfelder und Ginzburg-Landau-Parameter	10
2.2.2. Näherungen für die Berechnung der Magnetisierung von Nb_3Sn und Nb	12
2.3. Pinningtheorie	14
2.3.1. Der kritische Zustand	14
2.3.2. Summation der Einzelhaftkräfte	15
2.3.3. Einzelhaftkraft	20
2.4. Die bestrahlungsinduzierte Defektkonfiguration	24
2.4.1. Bestrahlungsinduzierte Gitterdefekt- arten	24
2.4.2. Frenkeldefektverteilung nach Schwer- ionenbeschuß	24
2.4.3. Berechnung des Fernordnungsparameters nach Schwerionenbeschuß von Nb_3Sn	27
3. Experimenteller Teil	30
3.1. Probenpräparation	30
3.2. Tieftemperaturbestrahlungsanlage	32
3.3. Meßgrößen und ihre Bestimmung	33
3.3.1. Restwiderstand von Nb	33
3.3.2. Bestimmung der kritischen Temperatur von Nb_3Sn	34
3.3.3. Bestimmung der kritischen Stromdichte	35
3.3.4. Bestimmung des oberen kritischen Magnetfeldes	36

4. Meßergebnisse und Diskussion	38
4.1. Kritische Temperatur von Nb_3Sn	38
4.1.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung	38
4.1.2. Kritische Temperatur in Abhängigkeit vom Ordnungsparameter	39
4.1.3. Vergleich mit anderen Bestrahlungsexperimenten	41
4.1.4. Vergleich mit der Theorie	43
4.2. Änderungen des oberen kritischen Feldes bei Bestrahlung und thermischer Erholung	44
4.2.1. H_{C2} von Nb_3Sn	44
4.2.2. H_{C2} von Nb	47
4.3. Pinning in Nb_3Sn	51
4.3.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung	51
4.3.2. Vergleich mit Pinningtheorien	62
4.3.2.1. Anwendbarkeit auf Nb_3Sn	62
4.3.2.2. Magnetfeldabhängigkeit der Volumenpinningkraft	63
4.3.2.3. Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft	63
4.3.3. Berechnung der Volumenpinningkraft nach Strahlenschädigung	65
4.3.3.1. Lokale Differenz des Ordnungsgrades der A15-Verbindung	65
4.3.3.2. Einzelhaftkraft	66
4.3.3.3. Summation der Einzelhaftkräfte	67
4.3.3.4. Theoretische Temperaturabhängigkeit der Volumenpinningkraft	69
4.3.3.5. Theoretische Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft	70
4.3.4. Abschließende Bemerkung	72

4.4. Pinning in Nb	73
4.4.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung	73
4.4.2. Mechanismen zur Beschreibung eines Peakeffekts	81
4.4.3. Quantitative Beschreibung des Peakeffekts	82
4.4.3.1. Lage des Peaks	82
4.4.3.2. Volumenpinningkraft am Peak	85
4.4.3.3. Temperaturabhängigkeit des Peakeffekts	87
4.4.4. Abschließende Bemerkung	88
5. Zusammenfassung	89
6. Literaturverzeichnis	93

1. Einleitung

Die Bedeutung der Supraleitung in der Technik hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Hochfeldsupraleiter werden zum Bau großer supraleitender Magnete verwendet und auf ihre Einsatzmöglichkeiten in der Fusionstechnologie geprüft. Metalle mit niedrigen κ -Werten bieten aufgrund geringer ac-Verluste gute Chancen Hochfrequenz-Resonatoren hoher Güte z.B. für Linearbeschleuniger zu verwirklichen. Zwei für die technische Anwendung interessante Metalle sind Nb und die ebenfalls auf Nb basierende intermetallische Verbindung Nb_3Sn .

Das Übergangsmetall Nb kristallisiert in der hochschmelzenden bcc-Struktur und wird in einem genügend hohen Reinheitsgrad ($\text{Nb} > 99,9\%$) erhalten, so daß selbst bei dünnen ($5\ \mu$) Folien Restwiderstandsverhältnisse > 600 erreicht werden. Unter den nichtradioaktiven Elementsupraleitern weist Nb die höchste kritische Temperatur T_c auf und zählt zu den intrinsischen Typ II-Supraleitern ($\kappa \approx 1$). Durch Schädigung des Kristallgitters, z.B. durch Bestrahlung mit schnellen Teilchen, wie sie auch bei den Bauteilen von Reaktoren und Beschleunigern vorkommen, werden die normalleitenden, wie auch die supraleitenden Eigenschaften des Metalls z.T. über weite Bereiche verändert. Noch größere Effekte kann man bei geordneten Verbindungen, wie z.B. bei Nb_3Sn , erwarten.

Die A_3B -Verbindung Nb_3Sn kristallisiert in der A15-Struktur (kubische Raumgruppe $\text{Pm}\bar{3}\text{n}$), wobei die A-Plätze, die auf den Kubusflächen drei lineare, zueinander orthogonale Ketten bilden, durch Übergangsmetallatome besetzt sind. Die B-Atome, meist Nichtübergangselemente, nehmen im geordneten Gitter die bcc-Plätze ein. Die anomalen Eigenschaften der Klasse der A15-Metalle (zu ihr gehört auch Nb_3Ge mit der höchsten bisher beobachteten Sprungtemperatur $T_c \approx 23\ \text{K}$ /1/) werden vorwiegend dieser Anordnung der Übergangsmetalle zugeschrieben. Diese Verbindungen zeigen z.T. hohe kritische Temperaturen, scharfe Maxima der elektronischen Zustandsdichte an der Fermienergie $N(0)$ (wie Messungen der spezifischen Wärme,

der Suszeptibilität und der knight shift, aber auch Bandstrukturechnungen /2 - 6/ ergeben) und Martensittransformationen bzw. anomales Verhalten von elastischen Konstanten bei tiefen Temperaturen.

Zur theoretischen Beschreibung dieser Eigenschaften wurden mehrere Modelle aufgestellt, wovon die meisten in den Übersichtsartikeln von Goldberg und Weger /6/, Testardi /7/ und Izyumov et al. /8/ zusammengestellt sind. Das LF-Modell von Labbé und Friedel /4/ beschreibt die Zustandsdichte unter der Annahme, daß die drei orthogonalen A-Atomketten voneinander entkoppelt sind und die d-Elektronen sich deshalb nur noch entlang der eindimensionalen Ketten bewegen. Dies führt zu drei charakteristischen Unterbändern, die an den Rändern eine $1/\sqrt{E}$ -Singularität der Zustandsdichte aufweisen. Nach der Hypothese von Labbé und Friedel befindet sich in den A15-Materialien mit hohem T_C das Ferminiveau knapp oberhalb der unteren Kante des dritten schmalsten Bandes mit (d_{xy} , $d_{x^2-y^2}$)-Symmetrie, was zu dem hohen schmalen Maximum der Zustandsdichte führt.

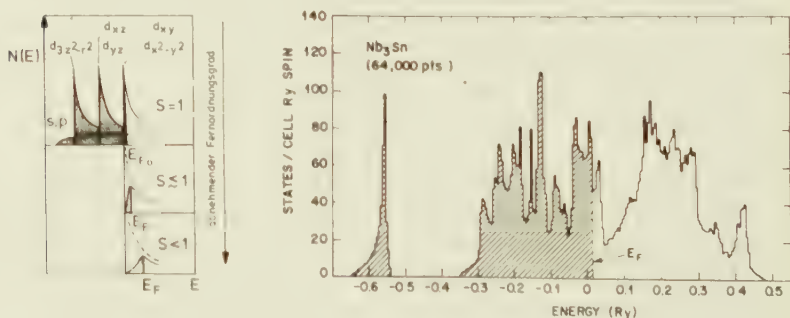


Abb. 1: Elektronische Zustandsdichte der A15-Verbindung Nb_3Sn

- Schematische Darstellung nach der Theorie von Labbé et al. /4, 9/
- Ergebnis der APW-LCAO-Bandstrukturechnungen von Mattheiss /3/

Den Einfluß von kleinen Konzentrationen an Störstellen entlang der Ketten untersuchten Labbé und van Reuth /9/. Das theoretische Ergebnis zeigt, daß aufgrund der verkürzten Kettenlänge die Zustandsdichte in der Nähe der Bandränder, also auch an der Fermienergie, stark abnimmt. Zu einem ähnlichen "Verschmieren" des scharfen Maximums der Zustandsdichte führen auch Kopplungen zwischen den drei orthogonalen Ketten /6, 8, 10/ und zwischen den Bändern /3, 6, 11/, was im LF-Modell vernachlässigt wurde. Das einfache "lineare Kettenmodell" von Labbé und Friedel erklärt jedoch viele der anomalen Eigenschaften von A15-Verbindungen, obwohl die Vereinfachungen nach neueren Bandstrukturechnungen /3/ z.T. nicht gerechtfertigt erscheinen.

Für das Studium des Einflusses von Kristalldefekten auf die normalleitenden und supraleitenden Eigenschaften der Metalle, insbesondere auch der geordneten A15-Verbindungen, stellt die Bestrahlung mit hochenergetischen Schwerionen ein geeignetes Hilfsmittel dar. In den hier beschriebenen Experimenten wurden Sauerstoff-Ionen der Energie 25 MeV verwendet. Der Energieverlust in den 5 μ dicken Proben beträgt ca. 16 MeV /12/. Die Energie liegt außerdem erheblich unter dem Coulombwall der beteiligten Stoßpartner, so daß eine Dotierung einerseits mit Sauerstoffionen, andererseits mit Produkten einer Kernreaktion - allgemein mit Fremdatomen - vernachlässigt werden kann. Die durch Stoß mit Schwerionen erzeugten Kristalldefekte sind also Zwischengitteratome, Leerstellen und Anhäufungen (Cluster) solcher Fehlstellen. Speziell in mehratomigen, geordneten Gittern wie Nb₃Sn tritt zwischen den verschiedenen Atomsorten auch ein Platztausch auf, der sich in einer Änderung des Bragg-Williams-Parameters S ausdrückt. Diese Kristalldefekte können durch Variation der Bestrahlungsdosis bis zu hohen Konzentrationen, die den thermodynamischen Gleichgewichtswert weit überschreiten, erzeugt werden. Tiefe Bestrahlungstemperaturen gewährleisten dabei, daß der Großteil der erzeugten Defekte stabil bleibt, also während der Bestrahlung nicht ausheilt. In einem anschließenden

isochronen Temperprogramm bis Raumtemperatur wurde dann die Defektstruktur (durch thermisch aktivierte Ausheilung bzw. Umordnung) verändert, so daß deren Einfluß auf die verschiedenen Meßgrößen studiert werden konnte.

Bei Nb_3Sn lieferte die Tieftemperaturbestrahlung mit ^{16}O -Ionen und die anschließenden Ausheilmessungen als wesentliches Ergebnis eine drastische Reduktion der supraleitenden Parameter, wie der kritischen Temperatur T_c /13/, der kritischen Stromdichte j_c , der Volumenpinningkraft P_v /14/ und des oberen kritischen Feldes H_{c2} /15/, bei hohen Dosen und eine demgegenüber nur unwesentliche Erholung bis Raumtemperatur. Erst bei höheren Temperaturn ($T > 300^\circ\text{C}$) setzt, wie andere Experimente zeigen, eine merkliche Ausheilung ein /16 - 22/. Die kritische Temperatur zeigt in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis deshalb einen ähnlichen Verlauf, wie er nach Bestrahlung bei "Raumtemperatur" mit sehr hohen Neutronendosen $\phi t > 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ beobachtet wurde /16 - 19, 23, 24/. Tieftemperaturbestrahlungsexperimente liegen bisher nur für kleinere Neutronen- und Deuteronendosen vor /25 - 27/.

Die Änderung des kritischen Stromes an Nb_3Sn nach Bestrahlung mit verschiedenen Projektilen ist von mehreren Autoren untersucht worden /19 - 25, 28 - 32/. Wesentliche Unterschiede zwischen Tieftemperatur- /25, 28, 29/ und Raumtemperaturbestrahlungen /19 - 24/ traten hierbei nicht auf. Bei kleinen Dosen wird ein von der Defektkonzentration des Ausgangsmaterials abhängiger Anstieg der Volumenpinningkraft P_v , bei höheren Dosen ein starker Abfall beobachtet.

Bei den hier vorgestellten Experimenten konnten die Größen T_c , H_{c2} , j_c bzw. P_v an ein und derselben Probe über weite Bereiche variiert und gemessen werden. Die Änderungen dieser Größen der A15-Verbindung Nb_3Sn werden in Zusammenhang mit dem Fernordnungsparameter und dessen lokaler Variation, die verantwortlich für das Auftreten irreversibler magnetischer Eigenschaften ist, diskutiert. Der Abfall der Volumen-

pinningkraft bei größeren Dosen kann auf diese Weise im wesentlichen durch die Reduktion von T_C und H_{C2} erklärt werden.

Bei Nb zeigt die kritische Temperatur nur geringfügige Änderungen ($\Delta T_C \leq 0,1$ K) mit steigender Defektkonzentration /25, 33 - 35/, die wiederum proportional dem Restwiderstand ρ_i ist. Im Gegensatz dazu steigt die Volumenpinningkraft und H_{C2} mit der Bestrahlungsdosis, sowohl nach Raumtemperatur, als auch nach Tieftemperaturbestrahlung /25, 32, 36 $\rightarrow$ 41/ stark an. Nach höheren Neutronendosen wurde allerdings nach Überschreiten eines Maximums bei $\rho_i \approx 0,8 \mu \Omega \text{ cm}$ ein Abfall der Volumenpinningkraft P_V gemessen /36/.

Die großen Änderungen von H_{C2} und P_V nach Sauerstoffbeschuß wurden als Funktion des Restwiderstandes bis zu sehr hohen Defektkonzentrationen ($\rho_i / \rho_{\text{Sättigung}} \approx 0,85$) sowohl mit steigender Bestrahlungsdosis als auch in Abhängigkeit von der Ausheiltemperatur studiert. Das häufig bei Bestrahlung mit Ionen und Neutronen festgestellte Auftreten eines Maximums der kritischen Stromstärke (Peakeffekt) nahe H_{C2} wurde ebenfalls beobachtet und mit Hilfe verschiedener theoretischer Modelle diskutiert.

2. Theoretischer Teil

2.1 Kritische Temperatur T_c

2.1.1 McMillan-Formel

Die Supraleitung der beiden Metalle Nb_3Sn und Nb wird durch die Eliashbergtheorie /42, 43/ für starke Kopplung, eine Erweiterung der ursprünglichen BCS-Theorie /44/, beschrieben. Für T_c erhielt McMillan /45/ aus numerischen Lösungen der Eliashberg-Gleichungen unter Zugrundelegung des Phononenspektrums von Nb eine Näherungslösung für die kritische Temperatur in Abhängigkeit von drei "einfachen" Parametern:

$$T_c = \Theta_D / 1,45 \exp \left(\frac{-1,04 (1 + \lambda)}{\lambda - \mu^* (1 + 0,62 \lambda)} \right) \quad (1)$$

λ ist die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante, μ^* der effektive Coulombwechselwirkungsparameter und Θ_D die Debye-Temperatur.

Neuere Rechnungen von Allan und Dynes /46/ zeigen, daß der Vorfaktor $\frac{\Theta_D}{1,45}$ für $\lambda \geq 1$ korrigiert werden muß und dann von der speziellen Form des verwendeten Phononenspektrums abhängt. Für die Anwendung der analytischen Näherungslösung auf Nb_3Sn verwendeten die Autoren die aus Tunnelexperimenten gewonnenen Daten von Shen /47/. Die so berechneten Korrekturen des Vorfaktors erscheinen jedoch experimentell noch nicht hinreichend gesichert.

Die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante λ läßt sich auf die elektronische Zustandsdichte an der Fermikante $N(0)$, das über die Fermifläche gemittelte Quadrat des Elektronenübergangsmatrixelements $\langle J^2 \rangle$, die Ionenmasse M und das gemittelte Quadrat der Phononenfrequenzen $\langle \omega^2 \rangle$ zurückführen:

$$\lambda = \frac{N(0) \langle J^2 \rangle}{M \langle \omega^2 \rangle} \quad (2)$$

Aus einem Vergleich der Gruppe V und VI-Elemente schloß McMillan, daß T_C und λ für eine gegebene Klasse von Metallen im wesentlichen durch die Variation von $\langle \omega^2 \rangle$ bestimmt werden. Allan und Dynes zeigten jedoch anhand experimenteller Daten, daß für stark gekoppelte Systeme die Variation des Hopfield-Parameters $\eta = N(0) \langle J^2 \rangle$ für T_C -Änderungen von größerer Bedeutung ist.

Tatsächlich beobachtet man bei vielen geordneten Legierungen einen korrelierten Anstieg von T_C und $N(0)$. Bei einem Vergleich der beiden Phasen (A2 und A15) von $V_{0,76}Au_{0,24}$ /48/ weist die A15-Modifikation ein um Faktor 10 höheres T_C und eine ca. doppelt so hohe Zustandsdichte auf. Dieses Beispiel zeigt zugleich den Einfluß der Anordnung der Atome im A15-Gitter, die nach Bandstrukturechnungen /3/, wie auch nach dem linearen Kettenmodell /4/ zu den sehr schmalen d-Bändern führt.

Der Zusammenhang des Ordnungsgrades mit der kritischen Temperatur /49 - 54/ und der Zustandsdichte /53 - 55/ wurde für verschiedene Legierungen der A15-Struktur untersucht. In qualitativer Übereinstimmung mit dem Modell von Labbé und van Reuth /9/ wird ein Ansteigen von T_C und $N(0)$ mit wachsender Ordnung beobachtet. Ausnahmen bilden dabei solche Metalle /51/, bei denen das B-Atom ein Übergangselement ist und somit ebenfalls zu einer d-Elektronenleitung beitragen kann. Der Ordnungsgrad wurde in diesen Experimenten durch Zulegieren verschiedener Atome oder durch Abschrecken aus höheren Temperaturen ($T > 600^\circ \text{C}$), im letzteren Fall allerdings nur innerhalb enger Grenzen, variiert. Die Bestrahlungsexperimente bieten demgegenüber den Vorteil, bei unveränderter Zusammensetzung der Verbindung einen hohen Schädigungsgrad zu ermöglichen.

2.1.2. Theorie nach Appel

Der Ordnungsgrad einer A15-Verbindung der Zusammensetzung $A_{1-\beta}B_\beta$ läßt sich durch die zwei Bragg-Williams-Parameter S_A und S_B beschreiben:

$$S_A = \frac{1}{\beta} (r_A - (1 - \beta)) \quad \text{bzw.} \quad S_B = (1 - \beta) (r_B - \beta) \quad (3)$$

wobei $r_{A,B}$ die Besetzungswahrscheinlichkeit der A,B-Plätze mit den entsprechenden Atomen ist. Für die stöchiometrische Verbindung $A_{0,75}B_{0,25}$ gilt: $S_A = S_B = S$.

Einen quantitativen Zusammenhang zwischen dem so definierten Ordnungsparameter S und der kritischen Temperatur T_c liefert die vor kurzem veröffentlichte Theorie von Appel /56/. Ausgehend von der Vertex-Integral-Gleichung eines Cooperpaares in Wannierdarstellung wird die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante und der Coulombwechselwirkungsparameter in Abhängigkeit von der Zusammensetzung und der atomaren Ordnung berechnet. Mit Hilfe des linearen Kettenmodells und bei stöchiometrischer Zusammensetzung der A15-Verbindung, wie sie bei den in Kap. 3.1. beschriebenen A15-Proben vorliegt, erhält man als Hauptresultat der Theorie:

$$\lambda(S) = \lambda(S=1) \left(\frac{S+3}{4}\right)^2 \cdot \frac{N_A(O, S)}{N_A(O, S=1)} \cdot \frac{\langle \omega^2(S=1) \rangle_A}{\langle \omega^2(S) \rangle_A} \quad (4)$$

Der effektive Coulombwechselwirkungsparameter μ^* darf demgegenüber als näherungsweise unabhängig vom Ordnungsparameter angenommen werden.

Für einen Vergleich dieser Theorie mit experimentellen Werten von Nb_3Sn nach Sauerstoffbestrahlung verwendete Appel die Ergebnisse dieser Arbeit. Die Größen $N(O, S)/N(O, S=1)$ und $\langle \omega^2(S) \rangle_A / \langle \omega^2(S=1) \rangle_A$ wurden, da für Nb_3Sn hierzu keine Meßwerte vorliegen, den Daten ähnlicher Verbindungen entnommen. Die Änderungen des Koeffizienten der elektronischen spezifischen Wärme $\gamma(S)$ wurden an Nb_3Au durch Variation der Zusammensetzung gemessen /55/ und lassen sich durch Formel (5) wiedergeben:

$$\frac{\gamma(S)}{\gamma(S=1)} \approx 0,133 + \frac{0,384}{1,444 - S} \quad (5)$$

Die Zustandsdichte $N(O, S)$ erhält man hieraus mit Hilfe der Renormierungsvorschrift /37/:

$$\gamma(S) = \frac{2}{3} \pi^2 k_B^2 N(O, S) (1 + \lambda(S)) \quad (6)$$

Der Einfluß der atomaren Ordnung auf die Phononenparameter Θ_D und $\langle \omega(S)^2 \rangle$ kann dagegen nach Messungen der spezifischen Wärme von $V_3\text{Au}$ im Bereich $0,8 \lesssim S \lesssim 1/57$ vernachlässigt werden. Diese beiden Näherungen werden für die Diskussion der experimentellen Daten von Nb_3Sn in Ref. 56 und in Kap. 4.1.4. verwendet.

2.2. Magnetisierung von Supraleitern

2.2.1 Kritische Magnetfelder und Ginzburg-Landau-Parameter

Beim Typ I-Supraleiter tritt der vollständige Ochsenfeld-Meissner-Effekt, d.h. die Verdrängung des magnetischen Flusses aus der Probe ($B = 0$) bis zu einem kritischen Feld H_C auf. Im Gegensatz dazu wird dieses Verhalten bei Typ II-Supraleitern nur bis zu einem unteren kritischen Feld H_{C1} beobachtet; im Bereich des Mischzustandes bis zu dem oberen kritischen Feld H_{C2} ($H_{C1} < H < H_{C2}$) dringt der magnetische Fluß in Form von Flußlinien in die Probe ein und bildet ein regelmäßiges, zweidimensionales Gitter. Die Flußlinien tragen einen gequantelten magnetischen Fluß $\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ G cm}^2$ und besitzen einen normalleitenden Kern, dessen Radius gleich der Kohärenzlänge ξ ist. In der erweiterten GLAG-Theorie /58/ wird die Steigung der Magnetisierungskurve bei H_{C2} und der Zusammenhang der kritischen Magnetfelder untereinander durch 3 Parameter, $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$, beschrieben. Diese hängen von der mittleren freien Weglänge der Elektronen und von der Temperatur ab und fallen für $\frac{T}{T_C} = t = 1$ mit dem Ginzburg-Landau-Parameter κ zusammen.

$$H_{C1} = H_C \cdot \frac{\ln \kappa_3}{\sqrt{2} \kappa_3} \quad (\text{für } \kappa \gg 1) \quad (7)$$

$$H_{C2} = \sqrt{2} \kappa_1 H_C \quad (8)$$

$$\left. \frac{dM}{dH} \right|_{H_{C2}} = \frac{1}{1,16 (2\kappa_2^2 - 1)} \quad (9)$$

Der Einfluß der freien Weglänge bzw. des spezifischen Restwiderstandes ρ_i wird durch die Goodman-Corkov-Relation wiedergegeben:

$$\kappa = \kappa_0 + A \cdot \sqrt{\gamma} \cdot \rho_i \quad (10)$$

γ ist der Koeffizient der elektronischen spezifischen Wärme und $A = 7,5 \cdot 10^3 \left[\left(\frac{\text{cm}}{\text{erg}} \right)^{1/2} \frac{\text{K}}{\Omega} \right]$. Für Temperaturen $t < 1$ gilt dieser einfache Zusammenhang mit dem Restwiderstand nicht mehr. Eilenberger /59/ konnte zeigen, daß außer ρ_i auch die spezielle Struktur der Streuzentren, ausgedrückt durch das Streuverhalten gegenüber Leitungselektronen (s- oder p-Wellenstreuung), in die Berechnung der Parameter κ_1 und κ_2 eingeht. Dies kann zu unterschiedlichen $\kappa_{1,2}$ -Werten bei gleichem Restwiderstand ρ_i führen. Derartige Effekte beobachteten Ullmaier et al. /60/ erstmals an Nb nach Elektronenbestrahlung.

Den Zusammenhang zwischen den magnetischen Größen und der kritischen Temperatur erhält man aus der BCS-Theorie /44/, wie auch aus thermodynamischen Überlegungen /61/:

$$H_C(t = 0) \approx \sqrt{2\pi\gamma} \cdot T_C \quad (11)$$

Für beliebige Temperaturen läßt sich $H_C(t)$ durch folgende Beziehung wiedergeben:

$$H_C(t) = H_C(0) (1 - t^2) \quad (12)$$

Der Einfluß der Bestrahlung bzw. der isochronen Ausheilung auf die magnetischen Größen, wie Magnetisierungskurve, H_C , H_{C2} etc. wird also im wesentlichen durch die Änderung der Größen T_C , γ (bzw. $N(0)$), ρ_i und des speziellen Streuverhaltens der Gitterdefekte bestimmt. In Kap. 4.2 werden die Änderungen von H_{C2} , das aus Messungen des kritischen Stroms bestimmt wurde, untersucht.

2.2.2. Näherungen für die Berechnung der Magnetisierung von Nb_3Sn und Nb

Eine theoretische Diskussion der irreversiblen magnetischen Eigenschaften der Supraleiter, wie der kritischen Stromdichte j_c bzw. der Volumenpinningkraft P_v , kann nur durchgeführt werden, wenn die reversible Beziehung zwischen magnetischer Induktion B und äußerem Magnetfeld H bekannt ist.

Im Bereich des Mischzustandes ($H \gg H_{c1}$) gilt für Nb_3Sn ($\kappa \gg 1$) näherungsweise $B = \mu_0 H$. Für den Supraleiter Nb ($\kappa \approx 1$) ist diese Näherung dagegen zu grob. Mit der von Kes et al. /62/ vorgeschlagenen empirischen Näherungsformel (13) zeigen verschiedene Magnetisierungsdaten /38, 62, 63/ eine gute Übereinstimmung.

$$B = \mu_0 H - \mu_0 H_{c1} \left[1 - \left(\frac{H - H_{c1}}{H_{c2} - H_{c1}} \right)^B \right] \quad (13)$$

$$\text{mit } B = \frac{1}{1,16(2\kappa_2^2 - 1)} \cdot \frac{H_{c2} - H_{c1}}{H_{c1}}$$

Um diese Relation auf sauerstoffbestrahlte Nb-Proben anzuwenden, wurde H_{c2} den j_c -Messungen entnommen, die Größen H_{c1} und κ_2 mußten jedoch berechnet werden. Aus den Beziehungen von Maki /58/:

$$\kappa_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left(\frac{H_c}{H_{c1}} \right)^2 \quad (14)$$

sowie mit den Näherungen $\kappa_1 \approx \kappa_3$ und $H_c (T = 4,2 \text{ K}) \approx 1,6 \text{ kOe}$ /63/ ergibt sich

$$H_{c1}(t) \approx \sqrt{(8 \text{ kOe})^3 \cdot (1 - t^2)^3 \cdot (H_{c2}(t))^{-1}} \quad (H_{c1}, H_{c2} \text{ in kOe}) \quad (15)$$

Ähnliche Zahlenwerte für H_{c1} liefert auch eine Berechnung nach der Relation von Harden und Arp /64/. κ_2 wurde dem Verhältnis

$$\frac{\kappa_2(t)}{\kappa_1(t)} \approx (0,69 - 0,09 \cdot H_{c2}(T = 4,2 \text{ K})) \left(\frac{1 - t}{1 - 4,2 \text{ K}/T_c} \right) + 1 \quad (16)$$

entnommen, das aus Magnetisierungsmessungen hergeleitet wurde. Die H_{c2} -Abhängigkeit dieses Verhältnisses wurde den Daten von Neumüller /63/, die Temperaturabhängigkeit denen von French /65/ entnommen.

Die so erhaltenen Werte für die reversiblen $B(H)$ -Kurven gelten nur näherungsweise. Bei der Bestimmung der Volumenpinningkraft als Funktion von $b = B/B_{c2}$ zeigt sich jedoch, daß eine Variation der besonders kritischen Werte H_{c1} und κ_2 nur geringen Einfluß auf Größe und Lage von charakteristischen Strukturen im Bereich $b > 0,4$ hat. Obige Näherung liefert also eine für die Auswertung der Pinningdaten befriedigende Beschreibung der reversiblen Magnetisierungskurven, insbesondere nahe H_{c2} .

2.3. Pinningtheorie

2.3.1. Der kritische Zustand

Unter vereinfachenden Annahmen wie Isotropie und Homogenität des Materials können viele Eigenschaften des Typ II-Supraleiters, so auch die Existenz eines Flußliniengitters im Mischzustand /66/, beschrieben werden.

Die Wechselwirkung zwischen Flußliniengitter und Kristallgitter wird damit jedoch nicht erfaßt; sie kommt durch räumliche Variation der supraleitenden Parameter, z.B. durch die Existenz von Ausscheidungen, Versetzungen, Strahlenschäden, zustande. Die damit verbundene Ortsabhängigkeit der freien Energie führt zu Verankerungskräften (Einzelhaftkräfte f) zwischen Flußlinien und Inhomogenitäten des Metalls.

Als kritischen Zustand bezeichnet man den Gleichgewichtszustand zwischen einer maximalen, von außen angelegten Kraft auf das Flußliniengitter und der entgegengesetzten Verankerungskraft des Ensembles der Flußlinien (Volumenpinningkraft P_v), bei dem sich das Flußliniengitter gerade noch in Ruhe befindet. Ein Überschreiten des kritischen Zustandes erzeugt aufgrund der dann einsetzenden Flußlinienbewegung an den Enden der Probe eine Spannung. Kräfte auf das Flußliniengitter können z.B. durch Gradienten der Flußliniendichte (des B-Feldes) im Probeninnern oder durch Transportströme (Lorentzkräfte) ausgeübt werden (vgl. /67 - 69/). Für den kritischen Zustand gilt dann:

$$\underline{P}_v = - \underline{B} \times \text{rot } \underline{H} = - \underline{B} \times \underline{j}_c \quad (17)$$

j_c ist die kritische Stromdichte.

Bei der theoretischen Bestimmung der Volumenpinningkraft lassen sich zwei Schritte unterscheiden: einerseits die Ermittlung der maximalen Einzelhaftkraft f zwischen einer einzelnen

Flußlinie und einem Pinningzentrum aus den lokalen supra-leitenden Eigenschaften des Materials und andererseits die Summation dieser Einzelhaftkräfte bei beliebiger Verteilung der Pinningzentren.

2.3.2. Summation der Einzelhaftkräfte

Analog den Verhältnissen im Kristallgitter wird die Verformbarkeit des Flußliniengitters durch die elastischen Module C_{ij} beschrieben. Diese lassen sich nach Labusch /70/ aus den reversiblen Magnetisierungskurven errechnen:

$$C_{11} \approx C_{12} \approx B^2 \frac{dH}{dB} ; \quad C_{44} = \underline{B} \cdot \underline{H} ;$$

$$C_{66} = 0,48 \frac{\mu_0 H_c^2 \kappa_2^2 (2\kappa_2^2 - 1)}{[1 + 1,16 (2\kappa_2^2 - 1)]^2} (1 - b)^2$$

$$= 0,48 \mu_0 H_c^2 f(\kappa_2) \cdot (1 - b)^2 \quad (\text{für } H_{c1} \ll H \lesssim H_{c2}) \quad (18)$$

Aufgrund der Größe der elastischen Module können die Flußlinien nicht unabhängig voneinander die jeweils energetisch günstigste Position zu den Pinningzentren einnehmen. Eine direkte algebraische Summation der Einzelhaftkräfte ist somit nicht möglich.

Für die Berechnung der Volumenpinningkraft wurden deshalb zwei Methoden entwickelt, die für einige Defektkonfigurationen äquivalente Ergebnisse liefern. Labusch /71/ führte eine statistische Summation der Einzelhaftkräfte durch. Dabei müssen die Flußlinien im kritischen Zustand asymmetrisch um ein Pinningzentrum verteilt sein. Yamafuji und Irie /72/ berechneten dagegen die Volumenpinningkraft aus dem "dynamischen

schen Energieverlust". Die Energie, die in der Deformation des Flußliniengitters um ein Pinningzentrum gespeichert ist, wird beim Überschreiten der maximalen Einzelhaftkraft dissipiert und führt zu einer der Bewegung des Flußliniengitters entgegengesetzten Kraft.

Bei beiden Berechnungsmethoden tragen nur solche Inhomogenitäten zur Volumenpinningkraft bei, die die Bedingung für elastische Instabilität erfüllen. Diese Bedingung bedeutet, daß Gebiete existieren müssen, in denen sich keine Flußlinien aufhalten können. Die Änderung der Einzelhaftkraft muß also lokal größer sein als die der Zugspannung bei kleinen Auslenkungen aus der Ruhelage im Flußliniengitter.

Für Pointpinning erhält man die "Schwellwert"-Bedingung (vgl. /67/):

$$\frac{d f_p}{d x} > 4 \pi \mu_{\text{eff}} a_0 \approx 4 \sqrt{\pi \cdot \sqrt{C_{44} \cdot C_{66}}} a_0 \quad (19)$$

μ_{eff} ist ein effektiver Elastizitätsmodul und a_0 der Flußlinienabstand ($a_0 = 1,07 \sqrt{\Phi_0/B}$).

Die dem Pointpinning zugrunde liegende Mikrostruktur des Supraleiters zeichnet sich durch eine so geringe Konzentration n an "nulldimensionalen" Pinningzentren (Einzelhaftkraft f_p) aus, daß der Einfluß eines einzelnen Haftzentrums auf eine Flußlinie isoliert von dem der übrigen betrachtet werden kann. Für diesen Fall liefert die statistische Summation der Einzelhaftkräfte nach der Theorie von Labusch /71/ die Volumenpinningkraft: $P_v \propto n f_p u_0$. Die maximale Auslenkung u_0 der Flußlinien aus ihrer Ruhelage im Flußliniengitter ist ebenfalls proportional f_p : $u_0 \propto f_p / \mu_{\text{eff}}$. Im Gegensatz zur direkten Summation geht also die Einzelhaftkraft f_p quadratisch, die "Nachgiebigkeit" des Flußliniengitters $1/\mu_{\text{eff}}$ linear in die Volumenpinningkraft ein.

Bei größeren Defektdichten überlappen sich die Einflußbereiche der Haftzentren. Nach Kramer /73/ spricht man von

Linepinning, wenn der Abstand d der Pinningzentren eine kritische Länge l^* unterschreitet:

$$d < l^* = \left[\frac{C_{44} \cdot \phi_0}{C_{66} \cdot B} \right]^{1/2} \quad (20)$$

Dabei wird die einzelne Flußlinie nicht mehr an einem Haftzentrum stark deformiert; sie wird vielmehr als ganzes entsprechend dem Angreifen einer Linienkraft $f_1 \approx f_p / d$ aus ihrer Gleichgewichtslage im Flußliniengitter ausgelenkt. In diesem Fall berechnet sich die maximale Auslenkung u_0 zu /74/:

$$u_0 = \frac{5 f_1}{16 \pi C_{66}} \ln R/a_0 \quad (21)$$

bzw. die Schwellwertbedingung zu /67/:

$$\frac{d f_1}{d x} > \frac{16 \pi C_{66}}{5 \ln R/a_0} \quad (22)$$

R ist dabei ein Abschneideradius von der Größenordnung des Pinningzentrenabstandes d .

Bei gleicher Defektdichte ist Linepinning wesentlich effektiver als Pointpinning. Nach einer Abschätzung von Kramer /73/ ergibt sich ein Verhältnis von

$$P_v \text{ line} / P_v \text{ point} = 2 \frac{l^*}{d} > 2$$

Die Volumenpinningkraft P_v berechneten Campbell und Evetts /67/ für den Fall, daß die Linienkräfte f_1 parallel zu den Flußlinien liegen:

$$P_v = n \cdot 2 l \cdot \frac{5(f_1)^2}{32 \pi \cdot C_{66}} \cdot \frac{B}{\phi_0} \cdot \ln R/a_0 \quad (23)$$

n ist die totale Länge der Linienkraft pro Volumen und l eine Wechselwirkungslänge ("Reichweite"). Das gleiche Ergebnis mit $2 l = a_0$ erhielten Good und Kramer /74/.

Nahe H_{c2} steigt die Auslenkung u_0 einer Flußlinie durch eine Linienkraft stark an, da das Verhältnis

$$\frac{f_1}{C_{66}} \propto \frac{1-b}{(1-b)^2}$$

für $b \rightarrow 1$ divergiert. Dies führt nach einem Vorschlag von Pippard /75/ zu einem Synchronisationseffekt, d.h. aufgrund der großen möglichen Auslenkung können mehr Pinningzentren simultan mit den Flußlinien wechselwirken, als in einem "steiferen" Flußliniengitter.

Der häufig beobachtete Peak der kritischen Stromdichte bei H_{c2} kann in vielen Fällen durch einen "vollständigen" Synchronisationseffekt, wie ihn Campbell und Evetts /67/ beschrieben haben, erklärt werden. Das simultane Pinning tritt in diesem Modell beim Überschreiten einer kritischen Auslenkung u_0 ein:

$$u_0 = k \cdot a_0 \quad (k < 1) \quad (24)$$

Die Volumenpinningkraft für $b \geq b_p = b_{\text{peak}}$ berechnet sich dann aus der Dichte der Flußlinien und einer einheitlichen Linienkraft $\bar{f}_1$:

$$P_v = \frac{B}{\Phi_0} \cdot \bar{f}_1 \quad (25)$$

Nahe H_{c2} fällt sie somit näherungsweise proportional der Einzelhaftkraft ab: $P_v (b \lesssim 1) \propto (1-b)$.

Ein simultanes Pinning tritt auch beim Matchingeffekt auf, bei dem der Flußlinienabstand a_0 bei einem festen B-Feld mit dem Abstand der regelmäßig angeordneten Pinningzentren übereinstimmt. Bei der statistischen Verteilung der bestrah-

lungsinduzierten Gitterdefekte wird dieser Effekt nicht beobachtet.

Für den Fall verschieden starker Pinningzentren berechnete Kramer /73/ die Volumenpinningkraft P_v ($b < b_p$) vor Eintreten eines Maximums bei $b = b_p$ unter der Annahme einer partiellen Synchronisation. Dieser Effekt berücksichtigt die steigende Wahrscheinlichkeit, daß Flußlinien in der Umgebung stark gepinnter Flußquanten mit wachsender Auslenkung ebenfalls an Pinningzentren festgehalten werden. Die Berechnung nach der Methode des dynamischen Energieverlustes liefert:

$$P_v (b \leq b_p) = \langle k_p \rangle \sqrt{b} (1 - b)^{-2} \quad (26)$$

Der Faktor $\langle k_p \rangle$ hängt von der Temperatur wie $H_c^2(t) \sqrt{H_{c2}(t)}$ bzw. von der Einzelhaftkraft wie $f_1^4 \approx (f_p/d)^4$ und von der Defektdichte wie $n \cdot 1/d^4 \propto 1/d^6$ ab, wobei n hier die Dichte der starken Linienkraftzentren ist.

In den bisher vorgestellten Modellen wird die Volumenpinningkraft unter der Annahme berechnet, daß sich beim Überschreiten des kritischen Zustandes alle Flußlinien von den Pinningzentren lösen. Die Einzelhaftkraft jedes Gitterdefekts wird also überschritten bevor sich das Flußliniengitter bewegt.

Alternativ zu diesem Mechanismus berechnete Kramer /73/ die Volumenpinningkraft P_v ($b > b_p$) unter der Annahme, daß bei den großen Auslenkungen der Flußlinien bei Linepinning nahe H_{c2} die Scherfestigkeit des Flußliniengitters überschritten wird. Die Flußlinien fließen also an einzelnen, besonders stark gepinnten Flußquanten vorbei. Die Volumenpinningkraft:

$$P_v (b \geq b_p) = 2 c_s \sqrt{H_{c2}} H_c^2 \sqrt{b} (1 - b)^2 \quad (27)$$

bzw. die Größe c_s erweisen sich in diesem Modell als nahezu unabhängig von der Defektkonzentration ($0,56 \geq c_s \geq 0,14$).

Die Linienkraftmodelle nach Campbell und Evetts /67/, Good und Kramer /74/ oder Kramer /73/ (partielle Synchronisation) beschreiben einen stetigen Anstieg der Volumenpinningkraft mit dem reduzierten b -Feld bis zu $b = 1$, wo jedoch nach Formel (21) die Auslenkung u_0 divergiert.

Im Kramermodell wird deshalb die Volumenpinningkraft für kleine Felder $b \leq b_p$ ($P_{<v}(b)$) durch die partielle Synchronisation, für $b \geq b_p$ ($P_{>v}(b)$) durch das plastische Fließen der Flußlinien beschrieben. Die Größe $P_{v \max}$ und die Lage b_p des Pinningkraftmaximums werden durch die Bedingung $P_{<v}(b_p) = P_{>v}(b_p)$ festgelegt, lassen sich aber durch Änderung der Mikrostruktur des supraleitenden Materials oder der Einzelhaftkraft wegen der unterschiedlichen Abhängigkeit der beiden Mechanismen von diesen Größen variieren. Dies entspricht den experimentellen Beobachtungen in stark gestörten Supraleitern.

Bezüglich anderer Modelle und Mechanismen zur Berechnung der Volumenpinningkraft, die auf Nb und Nb₃Sn aus verschiedenen Gründen (wie spezielle Annahmen über die Defektkonfiguration, nicht zutreffende Feldabhängigkeit etc.) nicht anwendbar sind, sei auf die neueren Übersichtsartikel /67, 68, 69, 76/ verwiesen.

2.3.3. Einzelhaftkraft

Die Einzelhaftkraft wird durch die räumliche Variation der freien Energie einer Flußlinie bestimmt, wobei eine maximale Haftkraft dann auftritt, wenn die Größe der Inhomogenität (Pinningzentrum) mit der Kohärenzlänge ξ vergleichbar ist. Bei isolierten Flußlinien unterscheidet man zwischen Wechselwirkungen aufgrund der elastischen Verzerrungen im Kristallgitter (dielastische und parelastische Wechselwirkung) und solchen aufgrund der Variation von elektromagnetischen und supraleitenden Eigenschaften (Kernwechselwirkung,

diamagnetische und paramagnetische Wechselwirkung) (vgl. /67, 68/).

Für den allgemeinen Fall werden die Wechselwirkungen aus der um die Anteile der elastischen Energie erweiterten GLAG-Theorie berechnet. Einige einfache Ausdrücke, die im folgenden angegeben sind, erhält man im Gültigkeitsbereich des Londonmodells (großer Flußlinienabstand: $\xi/a_0 \ll 1$).

Die Kernwechselwirkung beruht auf der Differenz zwischen der Kondensationsenergie der Cooperpaare innerhalb und außerhalb der Pinningzentren. Für kleine kugelförmige Inhomogenitäten mit dem Radius $r < \xi$ erhält man z.B. /67, 68/:

$$\Delta E = \Delta \left(\frac{\mu_0}{2} H_c^2 \right) \cdot \frac{4\pi r^3}{3} \quad (28)$$

Mit Hilfe dieser Wechselwirkung werden die experimentellen Daten von Nb und Nb₃Sn in Kap. 4 diskutiert.

Die diamagnetische Wechselwirkung tritt an Grenzflächen zwischen Gebieten auf, die groß genug sind, um in ihnen makroskopische Größen, wie das B-Feld, zu definieren. Aus der, bei der Überwindung der Grenzfläche durch eine Flußlinie geleisteten Arbeit erhält man eine Wechselwirkungsenergie pro Länge /77, 78, 67, 68/:

$$\Delta E = \frac{\Phi_0 \cdot \Delta M_{rev}}{\mu_0} \quad (29)$$

Die Pinningkraft ist also proportional der Differenz der reversiblen Magnetisierung. Schneiden sich die Magnetisierungskurven der beiden Gebiete bei einem Magnetfeld $H < H_{c2}$ (also $\Delta M = 0$), so verschwindet die Einzelhaftkraft. Dies führt zu einem Minimum der Volumenpinningkraft ("valley effect").

Eine diamagnetische Wechselwirkung kann auch bei kleineren Hindernissen ($\xi < r < \lambda$) durch Änderung der Eigenenergie

einer Flußlinie auftreten /68/. Eine paramagnetische Wechselwirkung wird dagegen nur bei Vorhandensein lokaler magnetischer Momente beobachtet.

Die elastischen Wechselwirkungen (vgl. /67 - 69/) beruhen auf kleinen Änderungen des Volumens ($\Delta V/V \approx 10^{-7}$) bzw. der elastischen Konstanten ($\Delta S/S \approx 10^{-4}$) des Kristallgitters beim Übergang in den supraleitenden Zustand. Das Verzerungsfeld eines Gitterdefekts kann auf zwei Arten mit einer Flußlinie wechselwirken.

Im ersten Fall führt der Unterschied des spezifischen Volumens im normalleitenden Kern der Flußlinie und in der supraleitenden Umgebung zu einer Energiedifferenz. Dieser par-elastische Effekt hängt linear mit der elastischen Spannung um den Gitterdefekt zusammen.

Im zweiten Fall führt die Differenz der elastischen Konstanten im supraleitenden und normalleitenden Zustand zu einer unterschiedlichen, elastischen Selbstenergie eines Gitterdefekts, je nachdem, ob er sich im normalleitenden Kern einer Flußlinie oder in der "weicheren", supraleitenden Umgebung befindet. Die Wechselwirkungsenergie hängt bei diesem dielastischen Effekt quadratisch von der Spannung des Gitterdefekts ab.

Die Einzelhaftkraft erhält man unabhängig vom Pinningmechanismus durch Differentiation der Wechselwirkungsenergie:

$f_p = - \nabla (\Delta E)$ bzw. in guter Näherung auch durch Division durch eine charakteristische Wechselwirkungslänge l (z.B. den Defektradius oder die Kohärenzlänge ξ).

Für große Flußliniendichten bzw. Materialien mit kleinem κ kann das London-Modell bzw. das Konzept der Trennung zwischen Flußlinienkern und Flußlinienumgebung nicht mehr verwendet werden. Die Berechnung muß dann mit den Ginzburg-Landau-Ausdrücken für die freie Energie durchgeführt werden (vgl. /67/). Die Resultate zeigen unabhängig vom betrachteten Wechselwirkungsmechanismus eine Feldabhängigkeit der Einzelhaftkraft $f_p \propto (1 - b)$ in der Nähe von H_{c2} .

Für die Diskussion der Experimente an Nb und Nb₃Sn in Kap. 4 wird deshalb die Näherung:

$$f_p \approx \frac{\Delta E}{\xi} (1 - b) \quad (30)$$

verwendet. Detaillierte Aussagen über die Einzelhaftkraft bzw. über den Wechselwirkungsmechanismus aus Messungen der Volumenpinningkraft sind jedoch wegen der komplexen Summation von f_p , wie auch wegen der Näherungen bei der theoretischen Behandlung von f_p nicht zu erwarten.

2.4. Die bestrahlungsinduzierte Defektkonfiguration

2.4.1. Bestrahlungsinduzierte Gitterdefektarten

Bei den Bestrahlungsexperimenten wurden als Projektile Sauerstoffionen der Energie 25 MeV verwendet. Der Energieverlust in den 5 μ dicken Targets beträgt ca. 16 MeV /12/, der Coulombwall für die beteiligten Kerne $V_C \cong 50$ MeV; Kernreaktionen und Dotierung mit Sauerstoff dürfen also vernachlässigt werden.

Die bestrahlungsinduzierten Defekte bestehen demnach aus Frenkeldefekten, Frenkeldefektclustern und in der A15-Verbindung Nb₃Sn auch aus Änderungen des Fernordnungsparameters S. Strukturänderungen durch Bestrahlung wurden bei A15-Verbindungen nicht beobachtet /79/.

Die räumliche Verteilung der bestrahlungsinduzierten Defekte hängt von der Projektilart und -energie ab. Schnelle Elektronen beispielsweise übertragen nur geringe Energien auf die Gitterbausteine und erzeugen deshalb vorwiegend einzelne, homogen verteilte Frenkeldefekte. Neutronen dagegen können wesentlich energiereichere, sogenannte primäre Rückstoßatome erzeugen, die dann durch weitere atomare Stöße (Kaskaden) Anhäufungen von Frenkeldefekten (Cluster) bilden.

2.4.2. Frenkeldefektverteilung nach Schwerionenbeschuß

Da die Defektverteilung sehr wesentlich das Pinningverhalten der supraleitenden Proben beeinflusst, soll im folgenden die durch ¹⁶O-Bestrahlung entstandene Konfiguration näher charakterisiert werden. Bei Schwerionenexperimenten treten aufgrund der Massenverhältnisse primäre Rückstoßatome sehr hoher Energie E auf ($E_{\max} = \frac{4 m_1 \cdot m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot E(^{16}\text{O})$); die Mehrzahl der ato-

maren Stöße mit dem geladenen Projektil führt wegen der langreichweitigen Coulombwechselwirkung jedoch zu einem niederen Energieübertrag. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines primären Rückstoßatoms der Energie E beträgt:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial E} = \frac{C}{E^2} = \frac{e^4}{16\pi \epsilon_0^2} \frac{m_1 \cdot z_1^2 \cdot z_2^2}{m_2 \cdot E(16O)} \cdot \frac{1}{E^2} \quad (31)$$

(m_1, m_2, z_1, z_2 sind die Massen bzw. Kernladungszahlen des Projektils bzw. des Targetatoms.)

Der Kaskadenprozeß und damit die Anzahl $v(E)$ der Frenkeldefekte FD pro primärem Rückstoßatom läßt sich näherungsweise mit dem Kinchin-Pease-Modell /80/ beschreiben (bzgl. detaillierter Modelle sei auf /81/ verwiesen):

$$v(E) = \begin{cases} 1 & E_d \leq E < 2 E_d \\ E/2 E_d & 2 E_d \leq E < E_i \\ E_i/2 E_d & E_i \leq E \leq E_{\max} \end{cases} \quad (32)$$

E_d beschreibt die Schwellenenergie für die Verlagerung eines Gitteratoms, E_i eine "Ionisationsenergie" ($\approx$ Atomgewicht des primären Rückstoßatoms in keV). In diesem Modell wird der Energieverlust der primären Rückstoßatome oberhalb der Energie E_i durch elektronische Anregung, unterhalb durch Verlagerungsstöße bestimmt. Damit erhält man die zur Charakterisierung der Defektkonfiguration wesentlichen Größen, nämlich die Anzahl der Frenkeldefekte pro Atom:

$$n_{FD} = \phi t \int_{E_d}^{E_{\max}} v(E) \frac{\partial \sigma}{\partial E} dE = \phi t C \int_{E_d}^{E_{\max}} v(E) \frac{dE}{E^2} \quad (33)$$

und die Anzahl der Frenkeldefektcluster pro Atom mit mehr

als $\left(\frac{E}{2E_d}\right)$ Frenkeldefekten ohne Berücksichtigung einer Überlagerung:

$$n_{\text{Cluster}}(E) = \phi t \int_E^{E_{\text{max}}} \frac{\partial \sigma}{\partial E} dE = \phi t C \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{\text{max}}} \right) \quad (34)$$

Der mittlere Abstand dieser Cluster berechnet sich damit zu:

$$d \approx \left(\frac{\text{Atomvolumen}}{n_{\text{Cluster}}} \right)^{1/3} \quad (35)$$

Den Radius eines kugelförmigen Clusters, erzeugt von einem primären Rückstoßatom der Energie E , erhält man unter der Berücksichtigung, daß die Defektkonzentration im Clusterinnern einen Sättigungswert n_s annimmt /81/:

$$r \approx \left(\frac{3}{4\pi} \cdot \text{Atomvol} \cdot \frac{1}{n_s} \cdot \frac{E}{2E_d} \right)^{1/3} \quad \text{für } E \leq E_i \quad (36)$$

Für die Auswertung der experimentellen Daten in Kap. 4 wurden für Nb folgende Zahlenwerte verwendet: $E_d = 36$ eV (vgl. /82/), $E_i = 93$ keV, Atomvolumen = $(3,32)^3 \cdot \frac{1}{2} (\text{\AA}^3)$, $C(^{16}\text{O}) = 5 \cdot 10^{-17}$ eV cm², $E_{\text{max}} = 12$ MeV und $n_s = 5$ % (Abschätzungen aus dem Sättigungswert des Restwiderstandes (vgl. Kap. 3.3.1) ergeben $n_s \approx 2,5$ %; Schilling und Ullmaier /83/ wiesen jedoch darauf hin, daß in Clustern auch höhere Leerstellenkonzentrationen $n_s > 1$ % vorkommen).

Für Nb₃Sn wurden in Ermangelung von Meßwerten die obigen Nb-Daten verwendet, außer für die Größen $E_i = 100$ keV und Atomvolumen = $(5,29)^3 \cdot \frac{1}{8} (\text{\AA}^3)$.

Die Durchmesser der größten, von primären Rückstoßatomen der Energie $E = E_i$ erzeugten Cluster betragen demnach $2r \approx 200 \text{ \AA}$ für beide Metalle. Auch die Kohärenzlängen ξ liegen in dieser Größenordnung, so daß derartige Agglomerate als Pinningzentren wirken können. Der mittlere Abstand dieser

Cluster bei einer Dosis von $\phi t = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ist etwa:
 $d \approx 700 \text{ \AA}$.

Aus dem Verhältnis $\frac{\phi t C}{n_{FD}} \int_{E_i}^{E_{\max}} v(E) \cdot \frac{dE}{E^2}$ schließlich kann

man abschätzen, daß etwa 11 % der ursprünglich erzeugten Frenkeldefekte in Clustern mit Durchmessern $\approx 200 \text{ \AA}$ konzentriert sind. Bei Neutronenbestrahlung liegen ähnliche Verhältnisse vor /36/, die Verteilung der übrigen Frenkeldefekte unterscheidet sich jedoch stark von der nach Schwerionenbeschuß.

2.4.3. Berechnung des Fernordnungsparameters nach Schwerionenbeschuß von Nb_3Sn

Bei der A15-Verbindung Nb_3Sn tritt neben Frenkeldefekten und Frenkeldefektclustern noch ein weiterer Gitterdefekt, ein "Antistrukturdefekt" auf, bei dem Nb-Atome Sn-Plätze und umgekehrt einnehmen. Ein Maß für die Fehlbesetzung ist der Bragg-Williams-Parameter S /84/:

$$S = 4 r_{\text{Nb}} - 3 \quad (37)$$

dies gilt für die stöchiometrische Verbindung Nb_3Sn . Der Fernordnungsparameter S kann aus den Linienintensitäten bei Röntgen- oder Neutronendiffraktometrie gewonnen werden. Diese Bestimmungsmethode war bei den vorliegenden Experimenten nicht anwendbar, da die Tieftemperaturbestrahlungsanlage (in situ Experiment) hierfür nicht ausgerüstet ist und zudem für eine nachträgliche Messung bei den gegebenen Nb_3Sn -Proben die Unterschiede der Röntgenformfaktoren bzw. Neutronenstreuamplituden zu gering sind. S wurde deshalb aus der Bestrahlungsdosis berechnet. Diese alternative Methode beruht auf der von Aronin /85/ angegebenen Relation:

$$S = S_0 \exp(-k \phi t) \quad (38)$$

S_0 ist der Ordnungsparameter zu Beginn der Bestrahlung und k die Anzahl atomarer Ersetzungen auf einem Gitterplatz pro Einheitsdosis

$$k = \int_{E_r}^{E_{\max}} \mu(E) \frac{\partial \sigma}{\partial E} dE \quad (39)$$

$\mu(E)$ ist die Anzahl der Ersetzungsstöße, ausgelöst von einem primären Rückstoßatom der Energie E ; diese Größe läßt sich nach einem Ersetzungsstoß-Modell von Kinchin-Pease /86, 87/ berechnen:

$$\mu(E) = \begin{cases} E/E_r - 1 & E_r \leq E < 2 E_r \\ 1,614 \ln E/2E_r + 1 & 2 E_r \leq E < 2 E_d \\ E/2 E_d (1,614 \ln E_d/E_r + 1) & 2 E_d \leq E \end{cases} \quad (40)$$

Für die Schwellenenergie für Ersetzungsstöße E_r liegen keine experimentellen Werte vor. In Übereinstimmung mit Abschätzungen anderer Autoren /86, 87/ und wegen des geringen Einflusses auf $\mu(E)$ wird im folgenden $E_r = E_d/10$ gesetzt. Für k erhält man damit einen Wert von: $k \approx 4,35 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$; hier wurden auch Stoßfolgen niederenergetischer primärer Rückstoßatome ($E_r \leq E < E_d$) berücksichtigt, wobei keine Frenkeldefekte, wohl aber ein Platztausch von Gitteratomen auftreten können.

Dieses Ersetzungsstoßmodell stellt eine einfache Näherung dar. Die Annahmen harte Kugelnäherung, gleiche Massen- und Kernladungszahlen der Stoßpartner, sowie Vernachlässigung von Gittersymmetrien (Ersetzungsstöße zwischen gleichen Atomsorten) liefern eine zu große Anzahl von physikalisch beobachtbaren Ersetzungen; die Vernachlässigung von Versetzungsstößen, von Stößen der primären Rückstoßatome mit Energien

$E > E_i$ und von eventuellen Ersetzungsstoßfolgen bei thermischer Ausheilung von Zwischengitteratomen während der Bestrahlung liefern andererseits zu kleine k -Werte (vgl. /87/).

Für die Auswertung der Experimente wurde ein Wert von $k = 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ verwendet. Dies führt zu einem ΔS von nahezu 0,45 bei der höchsten Dosis $\phi t = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

3. Experimenteller Teil

3.1. Probenpräparation

Die Nb_3Sn -Proben ^{*)} bestanden aus einem $50\ \mu$ starken, 2 mm breiten Hastelloy-Träger, der beidseitig mit einer $5\ \mu$ dicken Nb_3Sn -Gasphasenreaktionsschicht belegt war. Aus ^{16}O -Rückstreuexperimenten am hiesigen Institut /88/ ergab sich das stöchiometrische Verhältnis von $\text{Nb} : \text{Sn} = 3 : 1$. Die kritischen Größen j_c und T_c wurden mit Hilfe der Vierpolmethode gemessen. Die Nb_3Sn -Schicht der Probenbänder war im Bereich der Spannungssonden auf der Rückseite vollständig, auf der Vorderseite bis auf einen $0,2\ \text{mm}$ breiten Steg elektrolytisch abgeätzt worden (Abb. 2). Die Ätzmasken bestanden aus gut haftendem Fotolack, der Elektrolyt aus einer wässrigen Lösung von 4 Mol HF und 1 Mol H_2SO_4 . Nach dem Ätzvorgang betrug der Nb_3Sn -Querschnitt zwischen den Spannungssonden (Abstand = 6 mm) ca. $10^{-5}\ \text{cm}^2$, im äußeren Bereich $2 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^2$.

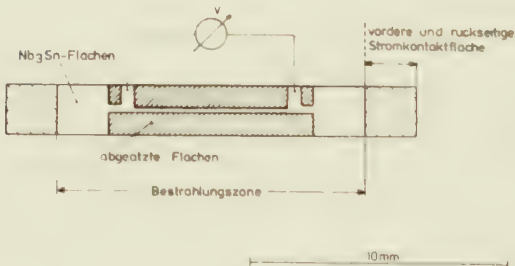


Abb. 2: Form der Nb_3Sn -Proben

^{*)} Die Nb_3Sn -Bänder wurden freundlicherweise vom Forschungszentrum der Fa. Siemens AG, Erlangen zur Verfügung gestellt.

Die Stromkontakte, die mit ultraschallgelötetem Indium hergestellt worden waren, wiesen einen Übergangswiderstand $< 1 \mu\Omega$ auf. Die so präparierten Proben waren mit einem strahlenresistenten Zement (Thermoguss 2000) auf Saphirplättchen geklebt, deren einbrennversilberte Rückseiten mit Woodmetall auf den Probenkopf des Einsteckkryostaten gelötet waren. Auf diese Weise war es möglich, einen guten thermischen Kontakt zwischen Probenkopf und Probe bei gleichzeitiger elektrischer Isolation herzustellen.

Die Nb-Proben bestanden aus 5μ dicken Folien der Firma Goodfellow mit einem angegebenen Verunreinigungsgrad von:

Element:	B	C	Cu	Fe	Mo	Ni	Si	Ta	Sn	Ti	W	Nb
Gewichtsanteil in ppm	10	20	5	70	50	5	20	500	5	30	50	999200

Die Folien wurden nach dem Stanzen im Hochvakuum (Druck: $p < 5 \cdot 10^{-7}$ Torr) bei ca. 1900°C 15 Minuten lang ausgeheizt.

Die Herstellung der Stromkonstante (Übergangswiderstand $< 1 \mu\Omega$) und die Montage der Folien erfolgte wie bei Nb_3Sn . Die Probengeometrie ist in Abb. 3 gezeigt.

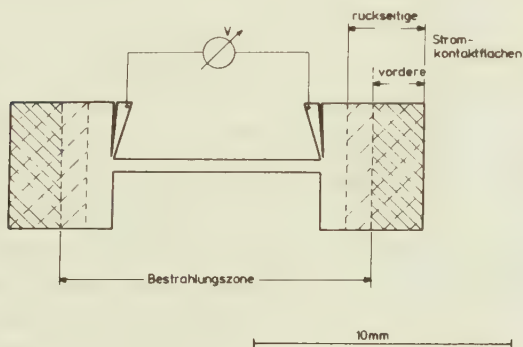


Abb. 3: Form der Nb-Proben

Die Bestrahlungszone überlappte sich mit den rückwärtigen Stromkontakten; der Querschnitt der Meßstrecke betrug ca. $0,5 \text{ mm} \cdot 5 \mu = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$, die Länge 0,8 cm. Im Bereich außerhalb der Spannungskontakte war der Querschnitt um den Faktor 10 größer: $5 \text{ mm} \cdot 5 \mu = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$. Nach dem Kontaktieren, wobei die Proben für ca. 3 Minuten auf 200° C erhitzt wurden, und nach ihrer Montage auf den Probenkopf betrug das Restwiderstandsverhältnis für die Nb-Proben Nr. Nb (30) ca. 600 und für Nb (42) ca. 700.

3.2. Tieftemperaturbestrahlungsanlage

Die Proben wurden an der Tieftemperaturbestrahlungsanlage des Erlanger Tandembeschleunigers mit 25 MeV Sauerstoffionen beschossen. Der Ionenstrahl (Focusbreite ca. 3 mm) wurde zur homogenen Bestrahlung der ca. 12 mm breiten Targetfläche der Proben mit Hilfe einer elektrostatischen Ablenkvorrichtung "gewedelt". Die Tieftemperaturanlage besteht aus einem Magnetkryostaten mit supraleitender Spule ($H_{\text{max}} = 60 \text{ kOe}$), in dessen zentrischer Bohrung der Einsteckkryostat mit dem temperaturgeregelten Probenkopf zwischen Meß- und Bestrahlungsposition ohne Aufwärmen bewegt werden kann. Die Bestrahlungstemperaturen liegen zusammen mit der oben beschriebenen Probenbefestigung und bei einer Teilchenflußdichte $\Phi \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ unterhalb 30 K. Tempermessungen sind bis ca. 300 K möglich. Die Temperaturen werden je nach Versuchsbedingungen mit geeichten Germanium-, Kohle- oder Platinwiderständen bestimmt bzw. geregelt.

Die Bestrahlungstemperaturen wurden für Nb_3Sn aus einer linearen Extrapolation der Temperatur-Teilchenfluß-Beziehung, die im Bereich des 0,5 K breiten Phasenübergangs durch Änderung der Teilchenflußdichte gemessen wurde, abgeschätzt; bei Nb dagegen erhält man die Bestrahlungstemperatur aus den isochronen Erholungsmessungen als diejenige tiefste Temperatur, bei der zu erwartende Erholungsstufen im Restwiderstand tatsächlich auftreten.

3.3. Meßgrößen und ihre Bestimmung

Die verschiedenen Meßgrößen wurden als Funktion der Bestrahlungsdosis und der Haltetemperatur (Haltezeit = 10 min) eines isochronen Temperprogramms bis etwa Raumtemperatur ($T_A = 290$ K bzw. $T_A = 300$ K) aufgenommen. Aus Tabelle I ist zu ersehen, welche Größen im einzelnen an den verschiedenen Nb_3Sn - und Nb-Proben bestimmt wurden.

Tabelle I: Zusammenstellung der Meßgrößen für die Nb- und Nb_3Sn -Proben

	Nb_3Sn (1,2)	Nb_3Sn (5,12)	Nb_3Sn (7,11)	Nb (30,42)
ρ_i	-	-	-	+
T_c	+	+	+	-
j_c	+	-	-	+
Ausheil- messung	+	+	-	+

3.3.1. Restwiderstand von Nb

Bei Nb wurde der spezifische Restwiderstand ρ_i , dessen Änderung proportional der Konzentration der bestrahlungsinduzierten Frenkeldefekte FD ist, aus den Widerstandsmessungen bei

$T = 10$ K mit der Formel: $\rho_i \approx \rho_{300\text{ K}} \cdot \frac{R_{10\text{ K}}}{R_{300\text{ K}}}$ und

$\rho_{300\text{ K}} = 15,3 \mu\Omega \text{ cm} / 35/$ bestimmt. Sizeeffektkorrekturen wurden nicht durchgeführt, da diese sich nur auf die ρ_i -Werte vor der Bestrahlung auswirken. Die Ergebnisse der Bestrahlung und thermischen Erholung sind in Abb. 4 dargestellt. Eine Extrapolation der Defektproduktionsrate $\partial \rho_i / \partial \Phi t$ gegen Null liefert näherungsweise einen Sättigungswert $\rho_s \approx 2,6 (\pm 0,1) \mu\Omega \text{ cm}$ entsprechend einer Sättigungskonzentration von $n_s = \rho_s / \rho_{FD} \approx 2,5 \%$ ($\rho_{FD} \approx 10^{-3} \Omega \text{ cm} / \text{FD} / \text{Atom} / 89, 90/$).

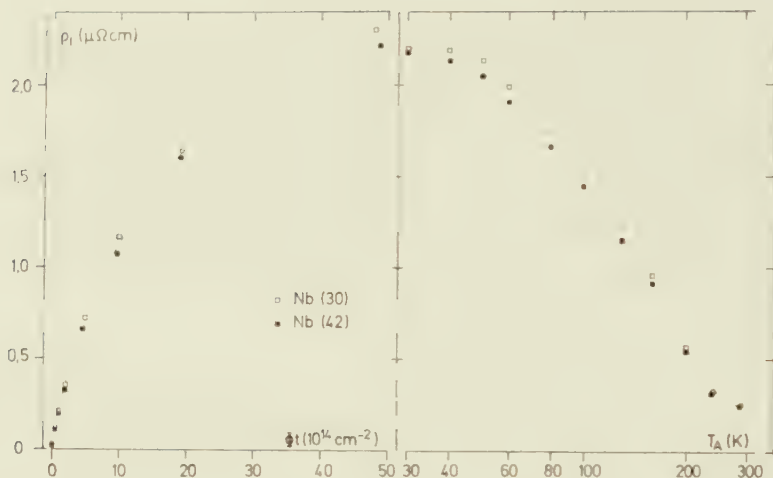


Abb. 4: Spezifischer Restwiderstand ρ_i von Nb in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis Φt und der Ausheiltemperatur T_A .

Bei Nb_3Sn konnte der spezifische Restwiderstand ρ_i wegen des ebenfalls elektrisch leitenden Hastelloyträgers leider nicht bestimmt werden.

3.3.2. Bestimmung der kritischen Temperatur von Nb_3Sn

Der resistive Phasenübergang von Nb_3Sn wurde mit einem x-y-Schreiber und einem Ge-Widerstand als Temperaturfühler aufgenommen. Die Genauigkeit ist aufgrund der thermischen Kopplung zwischen Probe und Fühler auf $\pm 0,3$ K beschränkt.

Aus dieser Darstellung wurde T_c als diejenige Temperatur bestimmt, bei der der Widerstandswert $\rho_i/2$ beträgt.

T_c wurde bei Nb nicht gemessen. Die Absenkung durch Schwerionenbestrahlung ist nach Messungen von Klaumünzer et al. /33/ und Neumüller /34/ an der gleichen Apparatur kleiner 0,1 K.

3.3.3. Bestimmung der kritischen Stromdichte

Als kritische Stromdichte j_c wurde derjenige Wert definiert, bei dem die Spannung über der supraleitenden Probe 1 μV betrug. Diese Probenspannung wurde bei sich änderndem Magnetfeld über ein Rückkopplungssystem konstant gehalten. Die Messung von $j_c(H, T)$ ($j_c \perp H \perp$ Probenflächennormale $\perp j_c$) erfolgte also kontinuierlich als Funktion des äußeren Magnetfeldes H bei fester Meßtemperatur T .

Das Magnetfeld wurde mit einem Hallgenerator bestimmt. Die zusammengehörigen Werte j_c und Hallgeneratorspannung wurden mit einem x-y Schreiber aufgezeichnet, sowie mit Hilfe eines Camac-Systems in einen Prozeßrechner eingegeben. Nach der Umeichung der x-Achse des Schreiberprotokolls bzw. des entsprechenden Datenfeldes im Rechner von Hallgeneratorspannung im Magnetfeld erhält man die $j_c(H)$ -Kurve.

Diese kontinuierliche $j_c(H)$ -Messung erweist sich als stör anfällig. Die Temperaturstabilität muß wesentlich besser als ca. 50 mK sein, um "glatte" Meßkurven zu erhalten. Außerdem sind Flußsprünge im supraleitenden Magneten, die zu Unstetigkeiten im zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes führen, zu vermeiden. Eine weitere wesentliche Voraussetzung für dieses Meßverfahren ist das reversible Verhalten des Supraleiters beim Überschreiten des kritischen Zustandes, d.h. es dürfen keine Unstetigkeiten beim Anstieg der Probenspannung - ausgelöst beispielsweise durch Flußsprünge - auftreten. Derartiges, sog. instabiles Verhalten tritt bevorzugt bei niedrigen H-Feldern und somit höheren kritischen Stromdichten

j_c auf, so daß dieser Teil der $j_c(H)$ -Kurven z.T. nicht gemessen werden konnte. Zum Schutz der Proben vor Überlastung bei einem plötzlichen Übergang in den normalleitenden Zustand, ausgelöst z.B. durch Temperaturschwankungen, Flußsprünge etc., schaltete sich der Probenstrom beim Überschreiten einer Probenspannung von $10 \mu V$ automatisch ab.

Bei Nb_3Sn wurde der kritische Strom für 3 bis 4 verschiedene Meßtemperaturen im Bereich $0,5 \leq t \leq 0,95$ aufgenommen. Die niedrigste Temperatur war so gewählt, daß das kritische Feld $H_{c2}(t)$ der Probe den Wert des Maximalfeldes der Spule von 60 kOe möglichst nicht überschritt. Da sich die Größen T_c und H_{c2} mit der Bestrahlung stark änderten, konnten keine festen Meßtemperaturen gewählt werden.

Bei Nb dagegen wurde j_c bei festen Temperaturen $T = 3,9; 5,3; 6,7$ und $7,7$ K bestimmt.

Die Volumenpinningkraft P_v erhält man für den vorliegenden Fall $j_c \perp (B \parallel H)$ als Produkt der Größen $j_c \times B = j_c \cdot B = P_v$.

Für Nb_3Sn wurde $B = H$ gesetzt, für Nb dagegen wurde die in Kap. 2.2.2. beschriebene Näherungsformel für $B(H)$ verwendet.

3.3.4. Bestimmung des oberen kritischen Magnetfeldes

Es ist grundsätzlich schwierig, das exakte obere kritische Magnetfeld H_{c2} aus den experimentellen $j_c(H)$ -Kurven zu bestimmen. Nach den Meßergebnissen an Nb_3Sn von Montgomery und Sampson /91/, wie auch nach dem Modell von Kramer /73/, soll die kritische Stromdichte j_c in der Nähe von H_{c2} wie $j_c \propto (1 - h)^2$ verschwinden. Die Nb_3Sn -Daten bei den niedrigen Meßtemperaturen folgen näherungsweise diesem Verlauf.

H_{c2} wurde deshalb aus einer linearen Extrapolation von $\sqrt{j_c(H)} \rightarrow 0$ erhalten.

Bei Nb erschwerte dagegen die Oberflächensupraleitung das Auffinden von H_{c2} . In einer $\sqrt{j_c(H)}$ -Darstellung lassen sich jedoch sowohl der steile Abfall des kritischen Stroms im Probenvolumen bei H_{c2} , als auch der wesentlich flachere Verlauf des Oberflächenstroms für $h \approx 1$ durch Geraden approximieren. Als H_{c2} für Nb wurde daher der Schnittpunkt dieser beiden Geraden definiert.

4. Meßergebnisse und Diskussion

4.1. Kritische Temperatur von Nb_3Sn

4.1.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung

Die kritische Temperatur T_C von Nb_3Sn ist in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis ϕt bzw. der Ausheiltemperatur T_A in Abb. 5 dargestellt. Die Dosiskurve zeigt im gemessenen Bereich bis $\phi t \approx 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ keinen Sättigungseffekt; insbesondere sinkt T_C weit unter den Wert des reinen Nb, $T_C(\text{Nb}) \approx 9,3 \text{ K}$, ab.

Isochrone Temperung bis 300 K führt nur zu kleinen T_C -Erhöhungen von einigen zehntel Kelvin, wie sie bei einfachen Metallen und Legierungen (z.B. Nb und NbTi /33, 34, 92/) beobachtet werden.

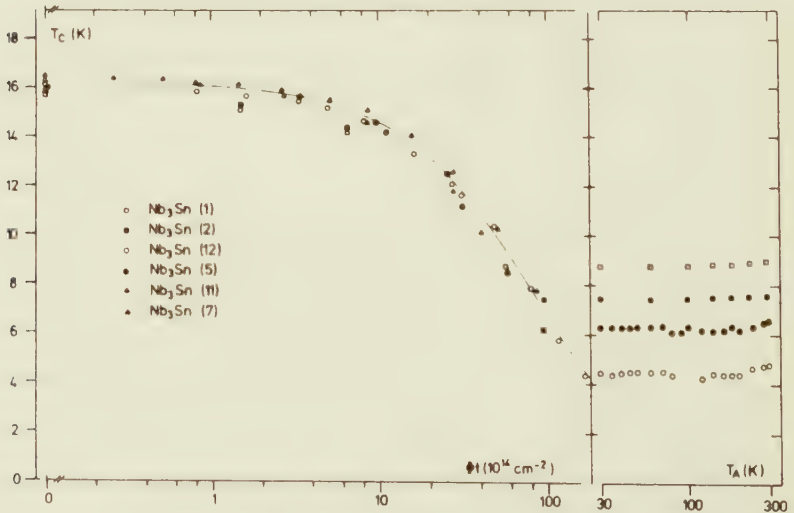


Abb. 5: Kritische Temperatur T_C von Nb_3Sn in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis ϕt und der Ausheiltemperatur T_A

Die Phasenbreite wird als die Temperaturspanne definiert, in der der resistive Übergang von 10 % auf 90 % des Restwiderstandswertes ansteigt. Von ihrem Ausgangswert $\Delta T_{ph} \approx 0,5$ K erhöht sie sich für $\Phi t \leq 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ nur unwesentlich um ca. 0,15 K; bei höheren Dosen dagegen wird der Phasenübergang schärfer und erreicht einen Wert von $\Delta T_{ph} \leq 0,1$ K bei $\Phi t \approx 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Anfänglich vorhandene Inhomogenitäten werden also durch Überlagerungen von Defekten bei hoher Schädigung ausgeglichen. Ein ähnlicher Effekt wurde an Nb-Ge-Schichten nach α -Beschluß, allerdings in Zusammenhang mit einem T_C -Sättigungseffekt beobachtet /93/. Durch das Erholungsprogramm wurde die Phasenbreite bei Nb₃Sn nicht meßbar beeinflusst.

4.1.2. Kritische Temperatur in Abhängigkeit vom Ordnungsparameter

Die Ausheilmessungen, wie auch die Bestrahlungsexperimente bei $T \approx 60^\circ \text{C}$ /16 - 19, 23, 24/ zeigen, daß die Gitterdefekte, die die große T_C -Absenkung bewirken, bei Raumtemperatur stabil sind. Die Konzentration an bestrahlungsinduzierten Zwischengitteratomen und Leerstellen dürfte jedoch bei den Erholungsmessungen stark abnehmen. Bei Nb sinkt z.B. die Fehlstellenkonzentration auf ca. 10 % des Ausgangswertes (vgl. Abb. 4). Andererseits zeigen neutronendiffraktometrische Messungen an Nb₃Al /79/, daß das A15-Gitter selbst bei sehr hohen Dosen (Φt (neutron) $\approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$) nicht zerstört wurde. Dies läßt den Schluß zu, daß, wie in einer Reihe von theoretischen und experimentellen Arbeiten angenommen wird, der Fernordnungsparameter S bzw. S_A , also die Integrität von Niobketten, in dieser Verbindungsklasse die supraleitenden Eigenschaften entscheidend bestimmt. Mit Hilfe der beschriebenen Experimente konnte jedoch nicht geklärt werden, welchen Einfluß die Art der Fehlbesetzung der beiden Gitterplätze, z.B. mit der jeweils anderen Atomsorte, mit Fremdatomen oder Leerstellen, auf die kritische Temperatur ausübt.

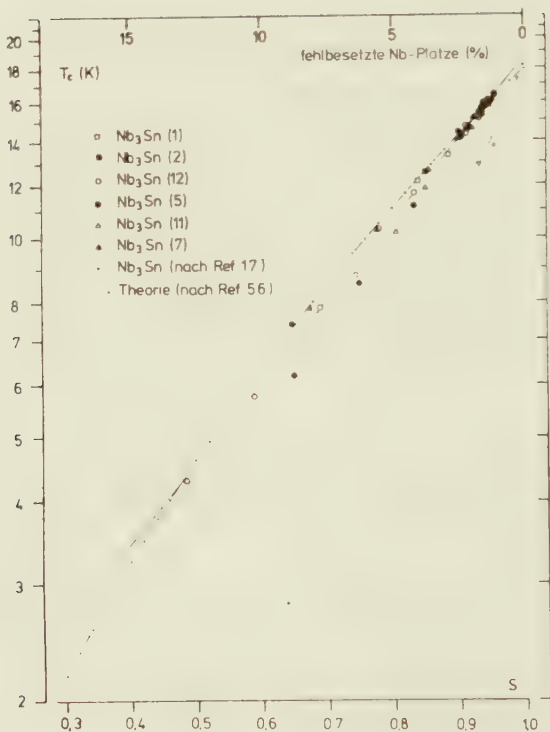


Abb. 6: Experimentelle und theoretische Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c vom Fernordnungsparameter S . Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf von Formel (41) wieder; die strichpunktierte Linie wurde nach der Theorie von Appel /56/ berechnet.

Die Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c von dem berechneten S läßt sich, ebenso wie die Daten von Sweedler et al. /17/, durch einen Ausdruck der Form $T_c = T_{co} \exp(-c(1-S))$ wiedergeben. Die Konstante $c = 2,8 \pm 0,4$ und der Ordnungsparameter des Ausgangsmaterials $S_0 = 0,953 \pm 0,005$ wurden mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Dabei wurde angenommen, daß die kritische Temperatur des reinen Nb_3Sn $T_c(S=1) = T_{co} = 18,5$ K beträgt.

In Abb. 6 sind die experimentellen Werte als Funktion des nach Formel (38) berechneten Ordnungsparameters aufgetragen. Die Daten werden durch die Formel

$$T_c(S) = 18,5 \exp(-2,8 (1 - S)) \quad (T_c \text{ in K}) \quad (41)$$

gut beschrieben /13/. Ihr Verlauf ist ebenfalls eingezeichnet.

4.1.3. Vergleich mit anderen Bestrahlungsexperimenten

Die Dosisabhängigkeit der kritischen Temperatur T_c zeigt bei Bestrahlungsexperimenten, die mit anderen Projektilen, z.B. Neutronen, durchgeführt wurden /16 - 19, 23, 24, 26, 27/, einen qualitativ ähnlichen Verlauf; eine Schädigung mit Schwerionen erweist sich jedoch als wesentlich effektiver. Betrachtet man die T_c -Absenkung pro Einheitsdosis $dT_c/d\phi t$ bei $T_c = \text{const.}$ für verschiedene Projektilen bzw. Energiespektren

($E_{\text{neutron}} > 0,1 \text{ MeV}$ /16, 26, 27/, $E_{\text{neutron}} > 1 \text{ MeV}$ /17 - 19/), so ergibt sich aus den Daten /16, 17/ ein Verhältnis $\phi t(E_{16O} = 25 \text{ MeV}) : \phi t(E_n > 1 \text{ MeV}) : \phi t(E_n > 0,1 \text{ MeV}) \approx 1 : 2400 : 4000$ für gleiche T_c -Absenkung. Ein ähnliches Verhältnis $1 : 2300 : 4000$ wurde von Soell et al. /27/ für gleichen, mittleren Energieübertrag auf ein Gitteratom $\bar{E}_p$ berechnet. In einer $T_c(\bar{E}_p)$ -Auftragung lassen sich die Daten näherungsweise (bis auf Abweichungen in $\bar{E}_p$ von $\pm 20 \%$) durch eine einheitliche Funktion darstellen. Dabei zeigt sich kein systematischer Unterschied zwischen Raum- und Tieftemperaturbestrahlung /27/. Dies entspricht den experimentell beobachteten geringen T_c -Erhöhungen bei isochroner Temperung bis Raumtemperatur.

Für eine Parametrisierung der T_c -Daten erscheint jedoch der Fernordnungsparameter S , bei dem auch Sättigungseffekte in der Defektproduktionsrate berücksichtigt werden, die geeignetere Größe zu sein: $S \propto \exp(-\bar{E}_p \cdot \text{const.})$. Die bisher für

Nb_3Sn veröffentlichten Daten enthalten jedoch nur berechnete Werte von S , die z.T. unter verschiedenen Voraussetzungen und Annahmen erhalten wurden. In Abb. 6 sind zum Vergleich die Daten von Sweedler et al. /17/ eingezeichnet. Der Unterschied der Größe $(1 - S)$ dürfte weniger auf Unterschiede in der Defektverteilung, als vielmehr in der Berechnung von S zurückzuführen sein. Bei Schwerionenbestrahlung wurde angenommen, daß der erhöhte Anteil von primären Rückstoßatomen mit Energien $E_r < E < E_d$ in einem bereits geschädigten Material ebenfalls zu Ersetzungsstößen führen sollte. Dafür spricht auch, daß nach Tieftemperaturbestrahlung mit kleinen Neutronendosen ($\Phi t \approx 3,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) bereits thermische Energien bei der Temperung ausreichen, um die kritische Temperatur weiter zu erniedrigen /26/, also möglicherweise die Konzentration an Defekten in den Nb-Ketten zu erhöhen. Die Verwendung berechneter Werte des für die Supraleitung offenbar sehr wichtigen Ordnungsparameters S ist jedoch unbefriedigend. Eine experimentelle Bestimmung von S bzw. $K = -(\Phi t)^{-1} \ln(S/S_0)$ aus Gleichung (38) mit Hilfe der Röntgen- oder Neutronendiffraktometrie wäre deshalb vorzuziehen. In diesem Fall müssen allerdings die schwer abschätzbaren Einflüsse der verschiedenen Fehlstellenarten und -konzentrationen berücksichtigt werden.

An Nb_3Sn -Proben mit Ausgangswerten von $T_c \approx 18 \text{ K}$ wurden nach Neutronenbestrahlung sogenannte Schwelleneffekte beobachtet, d.h. T_c wurde erst nach Überschreiten einer bestimmten Dosis $\Phi t \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ reduziert /18, 19, 24, 27/. Bei Sauerstoffbestrahlung und einem Ausgangswert von $T_c \approx 16 \text{ K}$ trat dieser Effekt nicht auf. Die Ursache für diese Unterschiede dürfte nicht in der spezifischen Defekterzeugung, sondern in der höheren Defektdichte des Ausgangsmaterials liegen.

4.1.4. Vergleich mit der Theorie

In der Theorie der stark gekoppelten Supraleiter wird T_c durch die McMillan-Formel beschrieben. Für Nb_3Sn liegen keine experimentellen Daten über die Abhängigkeit der Parameter λ , μ^* und des Phononenspektrums in Abhängigkeit vom Fernordnungsparameter oder von der ^{16}O -Bestrahlungsdosis vor. Qualitativ ist die starke T_c -Abnahme auch in der BCS-Theorie mit $T_c = 1,14 \theta_D \exp(-(N(O) \cdot V)^{-1})$ und mit den Vorstellungen des Modells von Labbé und van Reuth /9/ zu erklären, das eine starke Abnahme der hohen Zustandsdichte $N(O)$ an der Fermienergie mit steigender Fehlstellenkonzentration in den Nb-Ketten vorhersagt.

Für einen quantitativen Vergleich berechnete Appel im Rahmen seiner Theorie die Kopplungskonstante $\lambda(S)$. Die Änderungen des Phononenspektrums und der effektiven Coulombwechselwirkung μ^* werden in dieser Rechnung vernachlässigt und das Verhältnis der Zustandsdichten den Messungen an Nb_3Au entnommen. Mit den Werten $\lambda(S=1) = 1,12$; $\mu^* = 0,12$; $\theta_D = 290 \text{ K}/50, 56/$, sowie der Renormierungsvorschrift (6) läßt sich λ und - gemäß der McMillan-Formel - die kritische Temperatur berechnen. In Abb. 6 ist das so erhaltene theoretische Ergebnis zum Vergleich eingezeichnet.

Bei der Bewertung der sehr guten Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment muß jedoch berücksichtigt werden, daß bei der Aufstellung der $T_c(S)$ -Abhängigkeit verschiedene Näherungen gemacht wurden. Eine mögliche Fehlerquelle bei den experimentellen Daten stellt z.B. die Berechnung des Ordnungsparameters S aus der Bestrahlungsdosis dar. Andererseits führt die Verwendung der λ -Werte von Shen /47/ ($\lambda(S=1) \approx 1,55$), wie auch der von Alan und Dynes angegebenen Korrekturen und λ -Werte, zu einer schwächeren theoretischen Abhängigkeit der kritischen Temperatur von S . Die Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Daten in Abb. 6 legt nahe, daß eventuelle Änderungen des Phononenspektrums keinen wesentlichen Einfluß auf T_c haben. Mit Hilfe der bisher vorliegenden Daten kann diese interessante Frage nicht endgültig geklärt werden.

4.2. Änderungen des oberen kritischen Feldes bei Bestrahlung und thermischer Erholung

4.2.1. H_{C2} von Nb_3Sn

Das obere kritische Feld H_{C2} der Nb_3Sn -Proben Nr. 1 und 2 wurde für die verschiedenen Meßtemperaturen - wie in Kap. 3.3.4. beschrieben - aus den $j_C(H)$ -Kurven als Funktion der Bestrahlungsdosis und der Ausheiltemperatur erhalten. Für eine genaue Bestimmung des Temperaturverlaufs von $H_{C2}(T)$ bzw. der Größe $\left. \frac{dH_{C2}}{dT} \right|_{T_C}$, deren Wert ungefähr 14 kOe/K beträgt, reicht die Anzahl der Meßpunkte, wie auch die Genauigkeit dieser H_{C2} -Bestimmung (insbesondere für $t = T/T_C > 0,8$), nicht aus. Bei diesen höheren Temperaturen ändert sich das Pinningverhalten der Nb_3Sn -Proben, so daß die Feldabhängigkeit des kritischen Stroms einen vom $(1-h)^2$ -Verlauf abweichenden, näherungsweise exponentiellen Abfall nahe H_{C2} zeigt.

Der Einfluß der Bestrahlungsdosis auf Nb_3Sn weist bei fester Meßtemperatur eine drastische Reduktion des oberen kritischen Feldes auf. Um die Abhängigkeit von der Temperatur und von der sich ebenfalls stark ändernden kritischen Temperatur T_C zu eliminieren, werden die auf $T = 0$ K extrapolierten H_{C2} -Werte betrachtet. $H_{C2}(0)$ wurde mit der Formel (42) berechnet:

$$H_{C2}(0) = H_{C2}(T) \cdot \frac{\kappa_1(t=0)}{\kappa_1(t)} (1-t^2)^{-1} \quad (42)$$

wobei für $\kappa_1(t)$ die theoretischen Werte für schmutzige Supraleiter /58, 94/ verwendet wurden. Paramagnetische Einflüsse auf den Wert $H_{C2}(0)$ dürfen vernachlässigt werden /95/. In Abb. 7 sind die $H_{C2}(0)$ -Daten, die durch die Extrapolation von der jeweils niedrigsten Meßtemperatur erhalten wurden, gegen die kritische Temperatur T_C aufgetragen. Beide Größen verhalten sich in dem gemessenen Dosisbereich näherungsweise proportional mit $dH_{C2}/dT_C \approx 9,5$ kOe/K.

Ein Anstieg von $H_{C2}(0)$ mit der Dosis, wie er durch ein Anwachsen des Restwiderstandes ρ_i mit der Bestrahlung zu erwarten ist, wird nicht beobachtet. H_{C2} wird im gemessenen Schädigungsbereich also hauptsächlich durch die Änderung von T_C bestimmt. Die experimentell festgestellte Proportionalität zwischen H_{C2} und T_C dürfte demnach auf eine nahezu vollständige gegenseitige Kompensation der bestrahlungsinduzierten Änderungen von ρ_i und γ zurückzuführen sein /14, 15/. Messungen der Größen κ_1 , ρ_i und γ in Abhängigkeit vom Ordnungsparameter S oder der Sauerstoffbestrahlungsdosis liegen für Nb_3Sn jedoch nicht vor. Jüngste j_C -Messungen von Sweedler et al. /23/ an Nb_3Sn -Multifilaments lassen jedoch auf kleine H_{C2} -Erhöhungen nach Raumtemperaturbestrahlung mit niederen Neutronendosen schließen. Die Autoren führen dieses Ergebnis auf einen Schwelleneffekt bei der T_C -Absenkung zurück; an diesen Proben mit einem Ausgangswert von $T_C \approx 15$ K wurde T_C jedoch nicht als Funktion der Dosis gemessen. Starke H_{C2} -Erniedrigungen traten z.B. auch nach Hochdosisbestrahlungen mit Neutronen bei Raumtemperatur am Hochflußreaktor in Brookhaven auf /18, 19, 24/.

Für eine näherungsweise Berechnung von κ_1 bzw. dessen Änderung mit der Bestrahlungsdosis aus Gleichung (43) wurde die $\gamma(S)/\gamma(1)$ -Beziehung (5) der $Al5$ -Verbindung Nb_3Au verwendet. Zusammen mit den Nb_3Sn -Daten: $\gamma(T_C = 17,3 \text{ K}) = 1,41 \text{ mJ/cm}^3 \text{ K}^2 / 50/$ und den Formeln (41) und (38) für $T_C(S)$ bzw. $S(\phi t)$ erhält man die Werte vor der Bestrahlung: $\kappa_1(0) \approx 24$, sowie eine Erhöhung von ca. 30 % bei der höchsten Dosis ($\phi t \approx 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) von Nb_3Sn (2).

Die Ergebnisse isochroner Ausheilung bis $T_A = 290$ K sind ebenfalls in Abb. 7 dargestellt. Trotz des relativ kleinen Erholungseffektes wird jedoch deutlich, daß Dosis- und Ausheilkurven einen unterschiedlichen Verlauf zeigen. Unter der Annahme, daß in diesem Bereich hoher Schädigung der gleiche Zusammenhang zwischen dem Ordnungsparameter S und T_C bzw. γ für Ausheilung wie für Bestrahlung gilt, läßt sich die γ -Änderung während des Erholungsprozesses aus Formel (41)

und (5) berechnen. Ein Vergleich der Messungen mit Formel (44) zeigt jedoch, daß die stärkere H_{C2} -Erholung höchstens zu 50 % durch eine so berechnete γ -Erhöhung erklärbar ist. Die Diskrepanz zwischen der Dosis- und der Ausheilkurve in Abb. 7 wäre demnach vorwiegend auf eine κ_1 -Erhöhung zurückzuführen. Eine Änderung des elektronischen Streuverhaltens der Defekte kann, wie Eilenberger zeigte /59/, einen derartigen Effekt bewirken. Dies soll zusammen mit einem gleichartigen Effekt bei Nb im nächsten Abschnitt betrachtet werden.

4.2.2. H_{C2} von Nb

Bei dem Typ II-Supraleiter Nb wird Supraleitung noch oberhalb H_{C2} bis zu einem 2. oberen kritischen Feld beobachtet, das je nach Bestrahlungsdosis und Ausheiltemperatur unsystematisch um den Faktor 1,5 bis 2 höher lag. Eine Reduktion dieser Oberflächensupraleitung, z.B. durch Oxidation der Oberfläche /38, 63/, wie sie für Untersuchungen des Pinningverhaltens wünschenswert wäre, ist jedoch bei den "in situ" Experimenten nicht möglich. Die H_{C2} -Bestimmung erfolgte deshalb in der in Kap. 3.3.4. beschriebenen Weise.

Die Änderung von H_{C2} ($T = 3,9$ K) mit der Bestrahlung bzw. Ausheilung ist in Abb. 8 als Funktion des Restwiderstandes ρ_i dargestellt. Mit wachsender Dosis steigt H_{C2} näherungsweise linear mit ρ_i an: $\partial H_{C2} / \partial \rho_i \approx 1,85 \text{ kOe} / \mu \Omega \text{ cm}$. Der entsprechende theoretische Wert läßt sich aus der Goodman-Gorkov-Relation berechnen. Zusammen mit H_C ($T = 3,9$ K) $\approx 1,65 \text{ kOe}$, $\gamma = 0,73 \cdot \text{mJ} / \text{cm}^3 \text{ K}^2$ /96/ und der Temperaturabhängigkeit von $\kappa_1(t)$ nach Maki /58/ erhält man: $\partial H_{C2} / \partial \rho_i \approx 1,65 \text{ kOe} / \mu \Omega \text{ cm}$. Die Diskrepanz zwischen dem experimentellen und theoretischen Wert ist möglicherweise auf die H_{C2} -Bestimmung aus j_C -Messungen zurückzuführen, die offenbar häufig etwas zu hohe Daten liefert (vgl. /97, 98/).

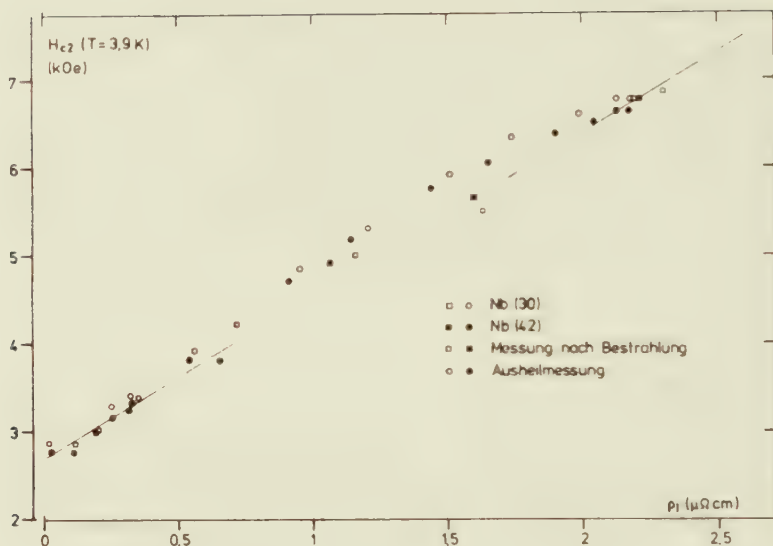


Abb. 8: Oberes kritisches Magnetfeld H_{c2} ($T = 3,9 \text{ K}$) von Nb in Abhängigkeit vom spezifischen Restwiderstand ρ_i nach verschiedenen Bestrahlungsdosen und Ausheiltemperaturen bis 290 K. Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf $H_{c2}/\rho_i = 1,85 \text{ kOe}/\mu\Omega \text{ cm}$ wieder.

Bei den Ausheilmessungen tritt eine leichte Krümmung der H_{c2} - ρ_i -Kurve auf; die H_{c2} -Daten liegen oberhalb der Bestrahlungsdaten, analog Nb_3Sn . Die T_c -Änderungen /33, 34/ sind zu klein, um diesen Effekt erklären zu können.

Eilenberger konnte jedoch zeigen, daß der einfache Zusammenhang zwischen κ und ρ_i in der Goodman-Gorkov-Relation nicht allgemein gilt, sondern daß auch die spezifische Natur der Streuzentren berücksichtigt werden muß /59/. Gitterdefekte mit isotropem Streuverhalten gegenüber Leitungselektronen (s-Wellenstreuung) führen zu einem höheren κ als solche mit

anisotroper Winkelverteilung (p-Wellenstreuung). Eine qualitative Erklärung der experimentellen Resultate erhält man unter der Annahme, daß die durch ^{16}O -Bestrahlung ($T \leq 30 \text{ K}$) entstandene Defektkonfiguration einen hohen Anteil an p-Streuung aufweist, der sich bereits bei niederen Ausheiltemperaturen ($T_A \approx 50 \text{ K}$) merklich verringert, was bei gleichem Restwiderstand zu einem höheren κ_1 bzw. H_{C2} führt. Mit ähnlichen Argumenten erklärten Ullmaier et al. das Erholungsverhalten (oberhalb $T_A = 40 \text{ K}$) an elektronenbestrahltem Nb/60/. Nach Neutronenbestrahlung /36/ dagegen verlaufen die Dosis- und Ausheilkurven deckungsgleich. Dies läßt den Schluß zu, daß kleine Defektagglomerate mit wenigen Punktdefekten, wie sie bei Bestrahlung mit geladenen Teilchen vorwiegend auftreten und die sich bei Temperung zu größeren zusammenlagern, für den beobachteten Effekt verantwortlich sind.

Eine κ_1 -Erhöhung durch Temperung könnte bei Nb und Nb_3Sn nach ^{16}O -Bestrahlung demnach qualitativ durch eine Änderung des Streuverhaltens der Defekte erklärt werden. Detailliertere Aussagen erscheinen aufgrund der Meßfehler bei der H_{C2} -Bestimmung aus j_c -Kurven nicht vertretbar.

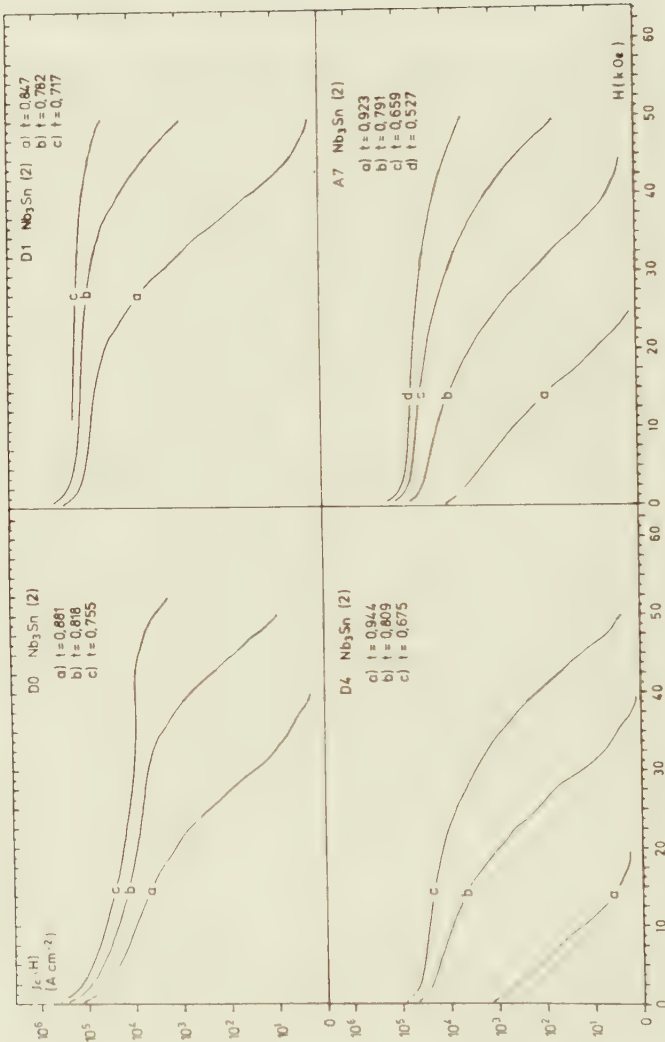


Abb. 9: Kritische Stromdichte $j_c(H, T)$ der Nb₃Sn-Probe Nr. 2 für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und für die höchste Ausheiltemperatur A7 (siehe Tabelle II). Die Meßtemperaturen sind in reduzierten Einheiten $t = T/T_C$ angegeben.

4.3. Pinning in Nb₃Sn

4.3.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung

Die kritische Stromdichte j_c von Nb₃Sn wurde an den Proben Nr. 1 und 2 in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis und von der Haltetemperatur eines isochronen Temperprogramms gemessen. Die Meßtemperaturen mußten wegen der starken T_c - und H_{c2} -Änderungen während der Bestrahlung für jede Dosis neu festgesetzt werden. In Abb. 9 sind die $j_c(H)$ -Kurven für einige Bestrahlungsdosen und die höchste Ausheiltemperatur $T_A = 290$ K dargestellt.

Für eine quantitative Analyse der Ergebnisse ist es sinnvoll, die Einflüsse von T_c , H_{c2} , κ und der Dichte der Pinningzentren auf die Volumenpinningkraft zu betrachten. Für viele Supraleiter lassen sich experimentelle und theoretische Ergebnisse in Form eines Skalengesetzes wiedergeben /67 - 69, 99/:

$$P_v = \frac{H_{c2}}{\kappa_1^m} f(h) \quad (45)$$

$f(h)$ ist dabei nur noch eine Funktion des reduzierten Magnetfeldes $h = H/H_{c2}$ und der Mikrostruktur der Probe; die Temperaturabhängigkeit ist in dem Term H_{c2}^1/κ_1^m enthalten, während T_c nicht explizit auftritt.

Für die verschiedenen Bestrahlungsdosen und Ausheiltemperaturen ist in Abb. 10 deshalb die auf ihr Maximum normierte Volumenpinningkraft gegen h aufgetragen. Diese reduzierten Darstellungen zeigen qualitative Änderungen des Pinningverhaltens. Während nach der Bestrahlung nur ein Maximum auftritt, zeigen die Kurven vor der Bestrahlung einen zusätzlichen Peak in der Nähe von $h \approx 0,8$, der abweichend von einer temperaturunabhängigen Funktion $f(h)$ mit steigender Meßtemperatur verschwindet. Nach einer Extrapolation ist dieser Peakeffekt bei einer Temperatur $T = 4,2$ K dominant und auf-

grund der Lage bei hohen h -Feldern verantwortlich für einen flachen $j_c(h)$ -Verlauf, wie er bei homogenem Nb_3Sn gelegentlich beobachtet wird /91, 100/. Die Ursache für das Auftreten dieses zweiten Maximums bei den unbestrahlten Proben ist noch ungeklärt.

Nach Bestrahlung lassen sich die Meßkurven näherungsweise durch eine temperaturunabhängige Funktion $f(h)$ beschreiben; dies gilt jedoch nur für Temperaturen $t \leq 0,8$. Für höhere Temperaturen ändert sich wiederum das Pinningverhalten: das Maximum der Volumenpinningkraft $P_{v \max}$ wandert zu niedrigeren reduzierten Magnetfeldern und der Verlauf der kritischen Stromdichte (vgl. Abb. 9) nähert sich einem Exponentialgesetz: $j_c \propto \exp(-c h)$. Eine mögliche Erklärung für diese Änderung liefert eine Abschätzung der kritischen Temperatur der bestrahlungsinduzierten Defektcluster:

$T_c(\text{cluster}) \approx 0,8 T_c(\text{bulk})$ (vgl. Kap. 4.3.3.1.). Auch Mathur et al. /101/ stellten eine Änderung von $f(h)$ oberhalb einer bestimmten Temperatur fest und interpretierten dies mit lokalen Abweichungen von der stöchiometrischen Zusammensetzung.

Abb. 10: Normierte Volumenpinningkraft $P_v(h)/P_{v \max}$ von Nb_3Sn für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und für die höchste Ausheiltemperatur A7 (siehe Tabelle II). Die Meßtemperaturen sind in reduzierten Einheiten $t = T/T_c$ angegeben.

Abb. 10 a, b, c zeigen die Meßergebnisse der Nb_3Sn -Probe Nr. 1,

Abb. 10 d, e, f die von Nb_3Sn -Probe Nr. 2

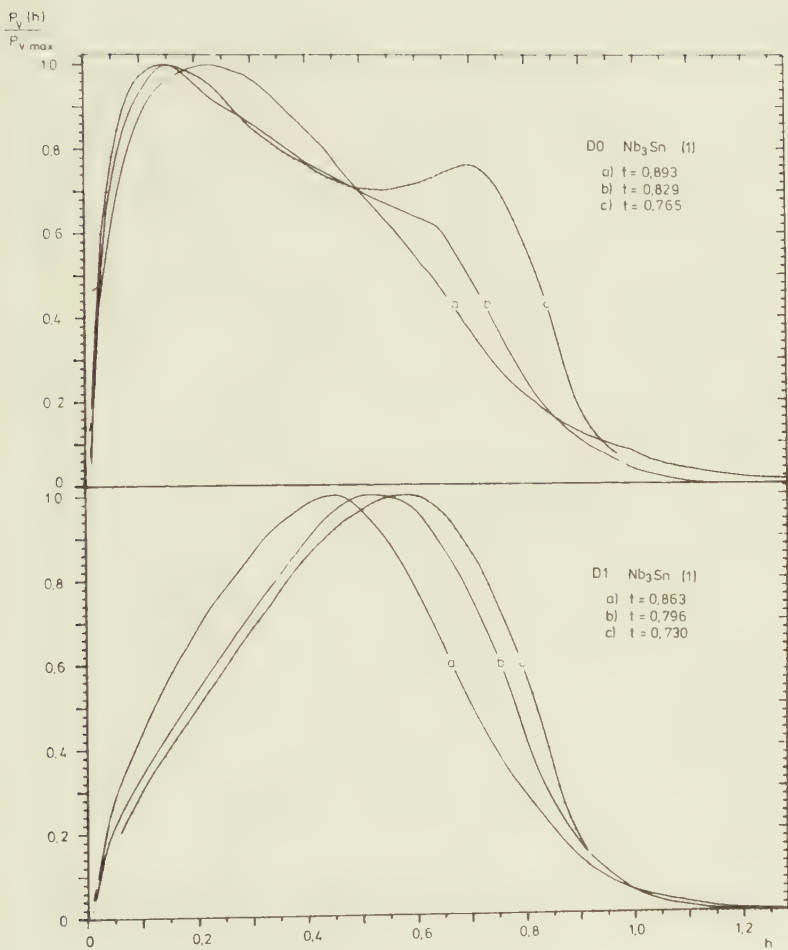


Abb. 10 a

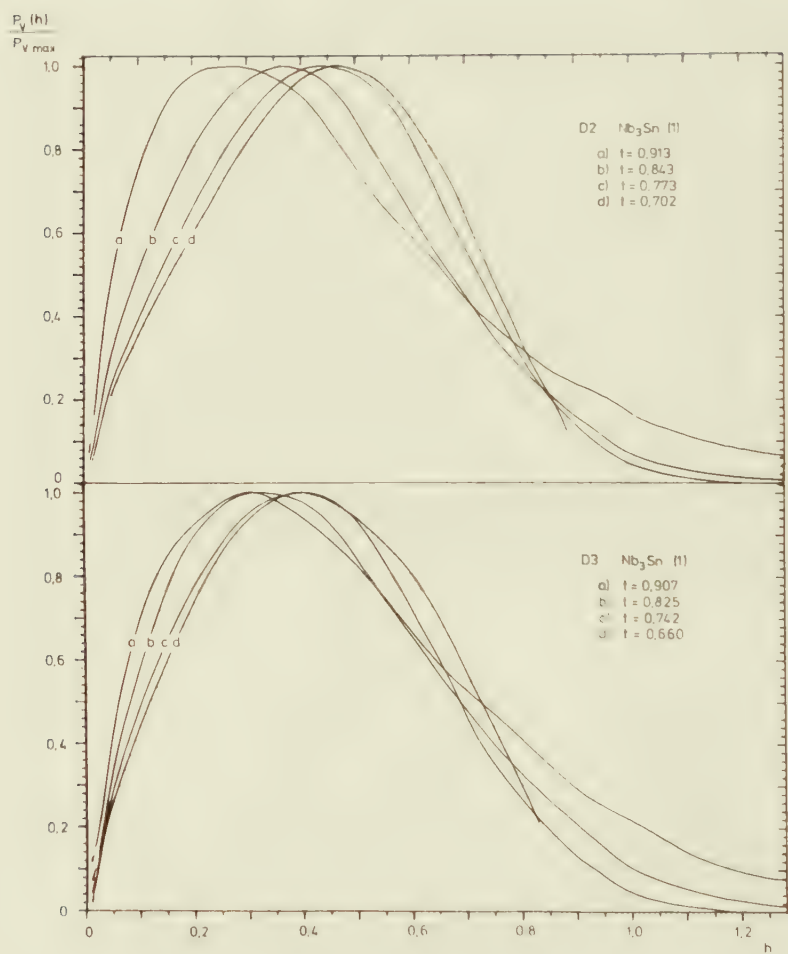


Abb. 10 b

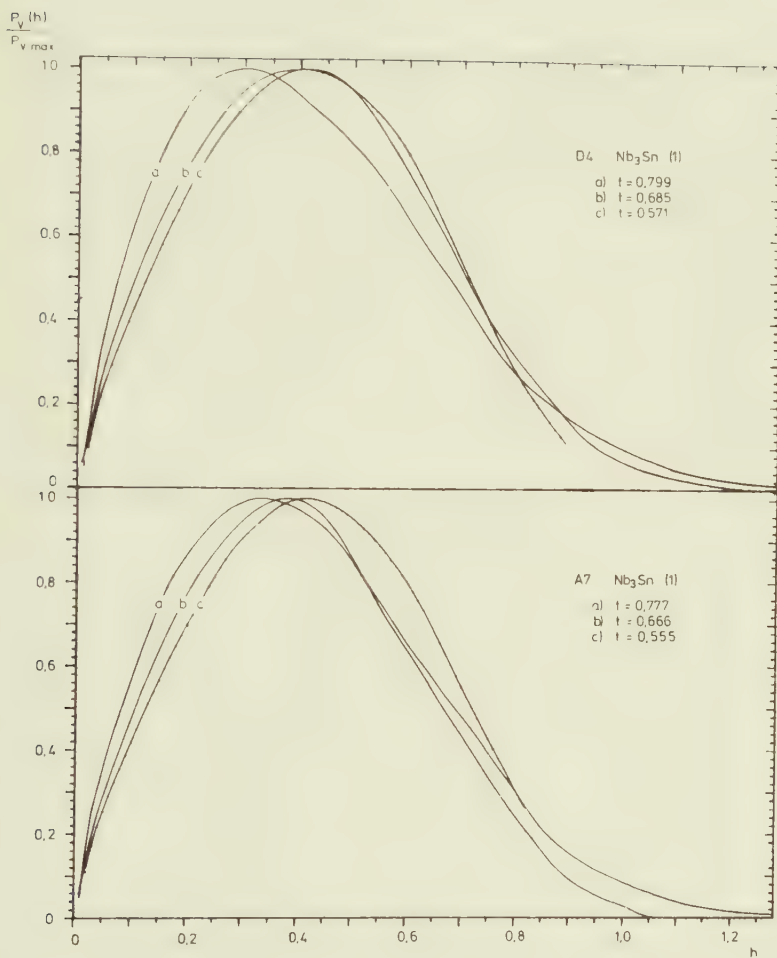


Abb. 10 c

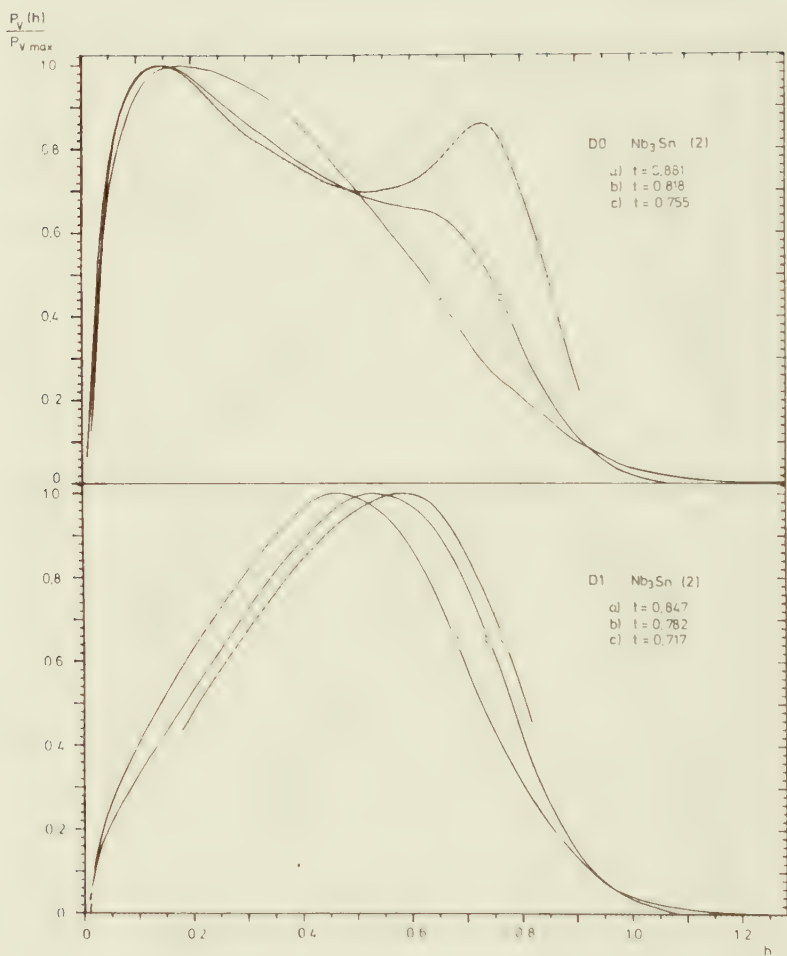


Abb. 10 d

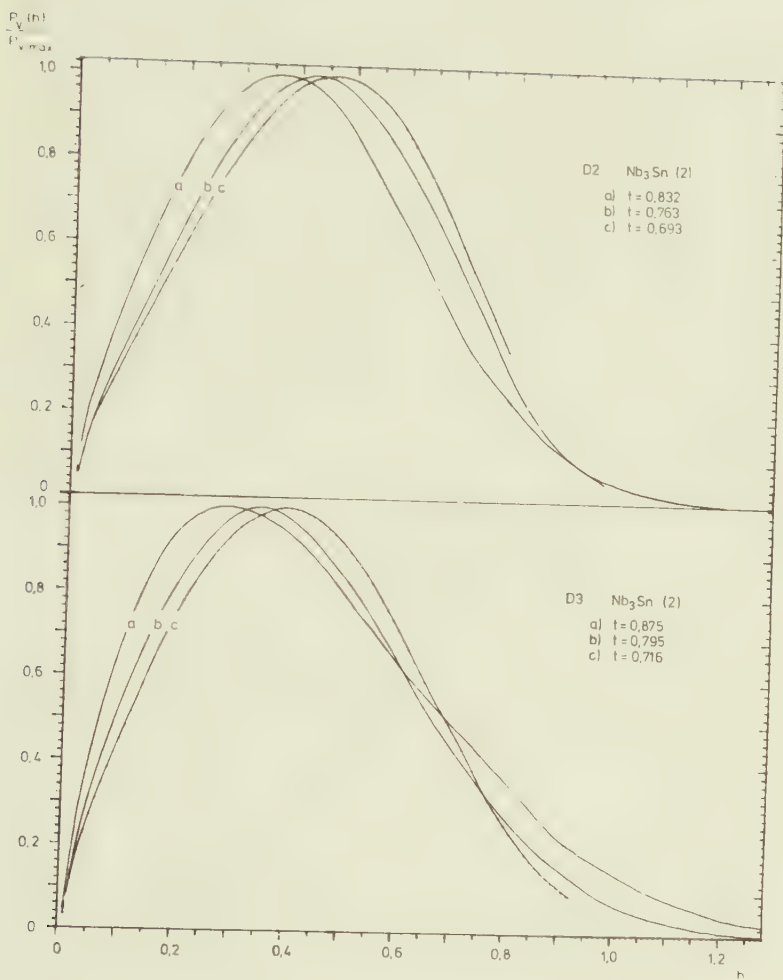


Abb. 10 e

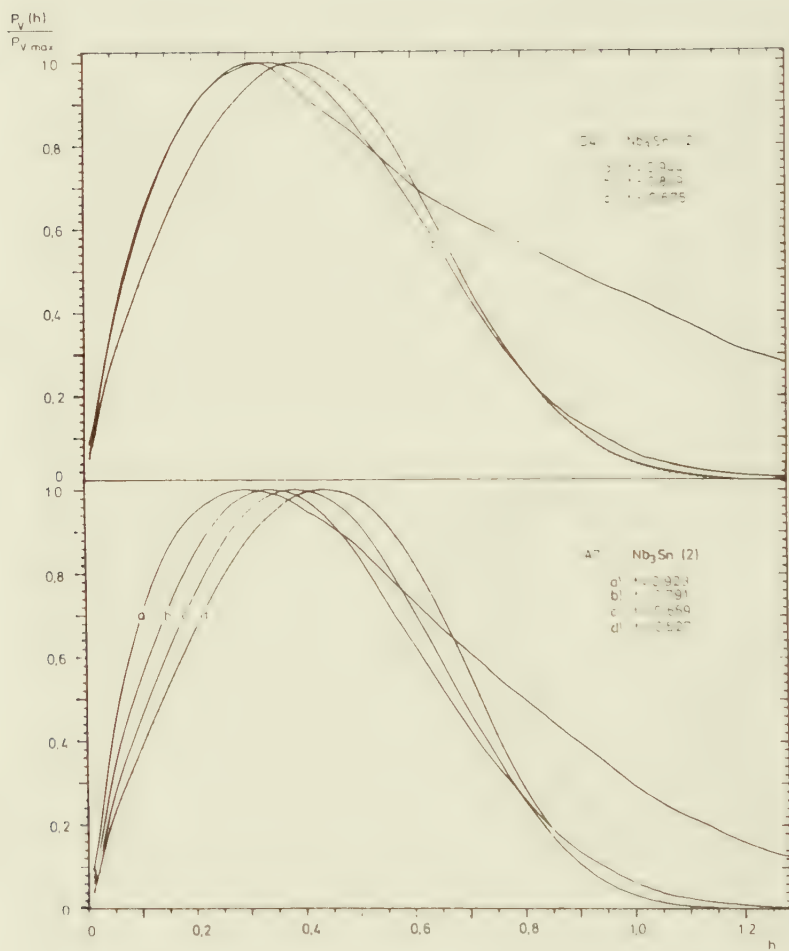


Abb. 10 f

Als weiterer Bestrahlungseffekt tritt bei steigender Dosis eine Verschiebung des Maximums der Volumenpinningkraft zu niedrigeren h -Feldern auf. Für die jeweils niedrigste Meßtemperatur wandert das Maximum von $h_p \approx 0,8$ vor der Bestrahlung (hier wurde das 2. Maximum als das ausschlaggebende betrachtet; vgl. Abb. 10 a, d) bis $h_p \approx 0,4$ bei den höheren Dosen; durch hohe Bestrahlungsdosen $\Phi t > 6,5 \cdot 10^{14}$, wie auch durch Temperung bis Raumtemperatur, wird h_p innerhalb der Fehlergrenzen nicht mehr geändert. Der feldabhängige Teil der Funktion kann dann näherungsweise durch ein Potenzgesetz der Form $f(h) \propto h^{1,2} (1-h)^{1,9}$ dargestellt werden.

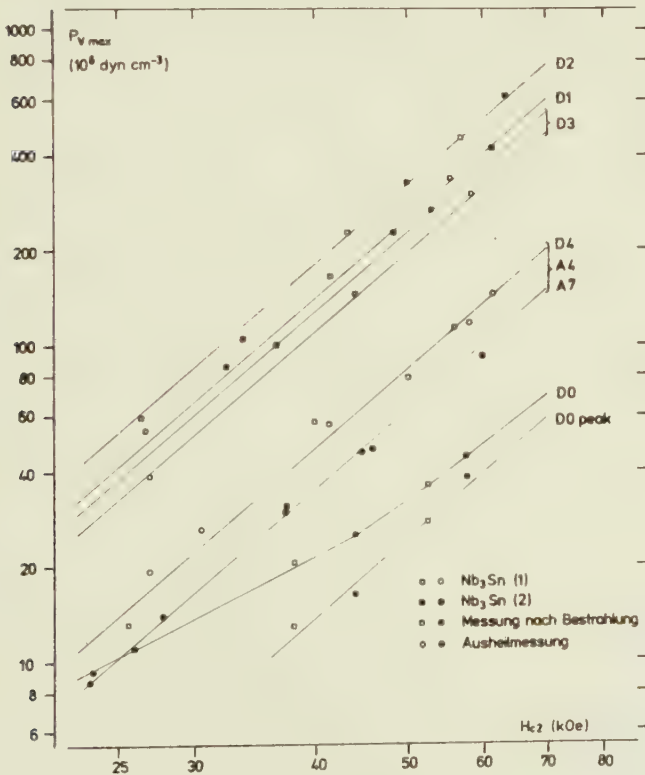


Abb. 11: Maximale Volumenpinningkraft $P_{v \max}$ von Nb₃Sn in Abhängigkeit vom oberen kritischen Magnetfeld $H_{c2}(T)$ für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und Ausheiltemperaturen A_i (siehe Tabelle II).

In Abb. 11 ist die maximale Volumenpinningkraft $P_{V \max}$ gegen das obere kritische Feld H_{C2} für die verschiedenen Meßtemperaturen aufgetragen. Aus der Steigung der Geraden in der doppeltlogarithmischen Auftragung erhält man den Wert des Exponenten l aus dem Skalengesetz für alle Bestrahlungsdosen und Ausheilmessungen bis Raumtemperatur zu $l \approx 2,6$. Einen abweichenden Verlauf zeigen lediglich die Daten des ersten Maximums des unbestrahlten Materials.

Die Temperaturabhängigkeit von $P_{V \max}$ wird also im wesentlichen durch: $P_{V \max} \propto H_{C2}^{2,6}$ bestimmt; der Einfluß von $\kappa_1(t)$ darf wegen der wesentlich geringeren Temperaturabhängigkeit vernachlässigt werden. Für hohe reduzierte Temperaturen ($t \approx 0,87$; entsprechend $H_{C2}(t) \approx 25$ kOe) gilt diese Beziehung nicht mehr; $P_{V \max}$ sinkt stärker mit der Temperatur ab.

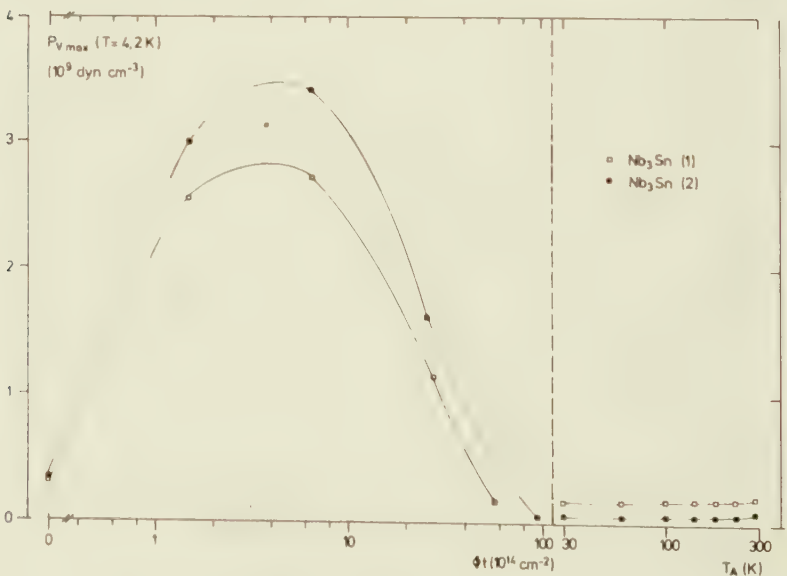


Abb. 12: Maximale Volumenpinningkraft $P_{V \max}$ von Nb₃Sn in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis Φt und der Ausheiltemperatur T_A . Die $P_{V \max}$ ($T = 4,2$ K)-Werte wurden mit den Gleichungen (42, 46) aus den Meßdaten extrapoliert.

Tab. II: Bezeichnung verschiedener Bestrahlungsdosen Φt bzw. Ausheiltemperaturen T_A und die Faktoren C aus Formel (46) für die Proben Nb₃Sn (1) und Nb₃Sn (2). Für das unbestrahlte Material (DO) ist der Faktor C für das 2te Pinningkraftmaximum angegeben.

	Nb ₃ Sn (1)			Nb ₃ Sn (2)		
	Φt	T_A	C	Φt	T_A	C
	$[10^{14} \text{ cm}^{-2}]$	[K]	$\left[\frac{10^3 \text{ dyn}}{\text{cm}^3 (\text{kOe})^{2,6}} \right]$	$[10^{14} \text{ cm}^{-2}]$	[K]	$\left[\frac{10^3 \text{ dyn}}{\text{cm}^3 (\text{kOe})^{2,6}} \right]$
DO	0	-	0,93	0	-	0,93
D1	1,5	-	9,5	1,5	-	9,5
D2	6,56	-	12,4	6,5	-	12,4
D3	27,68	-	7,55	25,6	-	8,8
D4	57,57	-	3,22	94,6	-	2,46
A4	-	140	3,22	-	140	2,46
A7	-	290	3,22	-	290	2,46

Die Änderung der Pinningkraft mit der Bestrahlungsdosis bzw. der Temperatur ist in Abb. 12 dargestellt. Für diesen Vergleich sind die $P_{V \text{ max}}$ -Werte mit Hilfe der Formel (42) und

$$P_{V \text{ max}} = C \cdot H_{C2}^{2,6} \quad (46)$$

auf eine einheitliche Temperatur ($T = 4,2 \text{ K}$) extrapoliert; der Faktor C ist in Tabelle II wiedergegeben.

Die so erhaltenen $P_{V \text{ max}}$ -Daten weisen ein Maximum bei einer Bestrahlungsdosis $\Phi t \approx 6,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ auf. Der Anstieg bei kleinen Dosen ist mit der Erhöhung der Konzentration an Pinningzentren zu erklären und nicht durch H_{C2} - oder T_C -Änderungen, da diese beiden Größen abgesenkt werden. Die relative Erhöhung von $P_{V \text{ max}}$ hängt dabei von der Homogenität des Ausgangsmaterials ab /22, 25, 30/. Der häufig beobachtete starke

Abfall der Volumenpinningkraft bzw. der kritischen Stromdichte bei höheren Dosen /19 - 25, 29, 30/ wird dagegen im wesentlichen durch die Reduktion von H_{c2} , z.T. aber auch des Faktors C aus Formel (46) bestimmt (vgl. Tab. II). Das Ausheilverhalten von P_v wird ausreichend durch die H_{c2} -Erholung in Verbindung mit Formel (46) beschrieben.

4.3.2. Vergleich mit Pinningtheorien

4.3.2.1. Anwendbarkeit auf Nb_3Sn

Bei einem Vergleich mit den verschiedenen Pinningtheorien müssen insbesondere folgende experimentelle Befunde berücksichtigt werden: a) das Pinningkraftmaximum wandert mit zunehmender Schädigung des Materials zu niedrigeren h-Werten und b) die Hochdosisbestrahlungen führen zu sehr hohen Defekt- bzw. Pinningzentrendichten. Modelle, die von speziellen, für ^{16}O -Bestrahlung nicht relevanten Defektkonfigurationen ausgehen oder zu einer festen Funktion $f(h)$ führen, sind für eine geschlossene Beschreibung der Meßergebnisse nicht geeignet und werden deshalb im folgenden nicht näher betrachtet.

Das Kramermodell trägt hingegen den experimentellen Ergebnissen dadurch Rechnung, daß die Volumenpinningkraft für $h < h_p$ und $h > h_p$ durch zwei verschiedene Mechanismen begrenzt wird, die unterschiedlich vom Schädigungsgrad des Materials abhängen; die hohen Defektdichten werden durch den partiellen Synchronisationseffekt in Verbindung mit Linepinning bei der Berechnung von $P_v(h < h_p)$ berücksichtigt.

Im Feldbereich $h < h_p$ kann die Volumenpinningkraft auch nach den Linienkraftmodellen von Campbell und Evetts /67/ oder Good und Kramer /74/, im Bereich $h > h_p$ mit Hilfe des vollständigen Synchronisationseffekts oder des plastischen Fließens des Flußliniengitters berechnet werden.

4.3.2.2. Magnetfeldabhängigkeit der Volumenpinningkraft

Der partielle Synchronisationseffekt ergibt für Felder $h < h_p$ einen Anstieg der Volumenpinningkraft: $P_v \propto \sqrt{h}(1-h)^{-2}$; die Linienkraftmodelle jedoch liefern näherungsweise $P_v \propto h$ (Campbell und Evetts) bzw. $P_v \propto \sqrt{h}$ (Good und Kramer). Ein qualitativer Vergleich dieser Modelle mit dem Experiment ist deshalb von geringer Aussagekraft, da einerseits die theoretische, wie die experimentell bestimmte h -Abhängigkeit nahe H_{C1} mit größeren Fehlern behaftet ist; andererseits gelten bei höheren Feldern, insbesondere in der breiten Übergangszone zwischen den beiden Pinningmechanismen oberhalb und unterhalb h_p , die obigen, einfachen Relationen nicht mehr. Für die jeweils tiefsten Meßtemperaturen werden die Daten jedoch näherungsweise durch den Verlauf $P_v \propto h$ beschrieben.

Im Bereich $h > h_p$ liefert das Kramermodell einen Abfall der Volumenpinningkraft: $P_v \propto \sqrt{h}(1-h)^2$; die vollständige Synchronisation dagegen $P_v \propto (1-h)$. Keine der beiden Beziehungen ist eindeutig erfüllt. Die Volumenpinningkraft fällt bei H_{C2} insbesondere bei höheren Meßtemperaturen nicht auf Null, was vermutlich auf Inhomogenitäten innerhalb des Materials zurückzuführen ist. Bei tiefen Temperaturen dagegen liegt H_{C2} z.T. über dem erreichbaren Wert von 60 kOe. Die Daten werden jedoch durchweg durch den Ausdruck $P_v \propto \sqrt{h}(1-h)^2$ besser wiedergegeben.

4.3.2.3. Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft

Die Temperatur- und die Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft wird nach Kramer im Feldbereich $h > h_p$ durch $P_v \propto C_s \cdot H_C^2 \sqrt{H_{C2}}$ beschrieben, wobei C_s sich nur wenig mit der Defektkonzentration erhöht ($0,14 \leq C_s \leq 0,56$). Eine näherungsweise Berechnung von C_s aus den experimentellen Daten liefert jedoch bei der ersten Bestrahlungsdosis und der tiefsten Meßtemperatur einen Wert von: $C_s \approx 2,5$ (die Berechnung

von H_C erfolgte nach den Formeln (11, 12, 5)). Im Widerspruch zur Theorie sinkt dieser Wert mit zunehmender Dosis (um Faktor 4), wie auch bei steigender Meßtemperatur. Möglicherweise sind diese beiden Effekte mit dem geometrischen Verhältnis a_0/d (a_0 = Flußliniengitterkonstante, d = mittlerer Defektclusterabstand) in Verbindung zu bringen, das bei steigender Temperatur bzw. Dosis anwächst. Dieser Effekt ist jedoch noch nicht geklärt.

Zur Beschreibung der Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft P_V ($h < h_p$) bzw. $P_{V \max}$ ist eine nähere Charakterisierung der Pinningzentren und der Einzelhaftkraft f_p notwendig. Der bei kleinen Dosen beobachtete, näherungsweise lineare Anstieg von P_V bzw. $j_C/21, 22, 30/$ impliziert, daß die bestrahlungsinduzierten Defektcluster als Pinningzentren wirken. Andere pinningaktive Defekte, wie Fremdatome oder spezielle Oberflächen (z.B. von Ausscheidungen, Voids oder Korngrenzen), dürften keinen Einfluß haben, da deren Konfiguration speziell bei niederen Dosen nicht verändert wird.

Der Durchmesser der größten Cluster (erzeugt von primären Rückstoßatomen der Energie E_i) liegt bei $2r \leq 200 \text{ \AA}$, die Kohärenzlängen in dem gemessenen Temperatur- und Dosisbereich bei $180 \text{ \AA} \rightarrow \xi \rightarrow 70 \text{ \AA}$; die Eindringtiefe dagegen erweist sich als wesentlich größer ($\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$). Die Einzelhaftkräfte werden aufgrund dieser geometrischen Verhältnisse durch eine Kernwechselwirkung, eventuell auch durch eine elastische Wechselwirkung bestimmt sein.

Die Summation der Einzelhaftkräfte hängt entscheidend davon ab, ob Line- oder Pointpinning vorliegt /73/, also die Ungleichung (20) $l^* > d$ erfüllt ist. Die Berechnung von l^* und dem mittleren Clusterabstand d ergibt für alle Meßtemperaturen und Bestrahlungsdosen: $l^* > 9000 \text{ \AA}$ und $d < 700 \text{ \AA}$. Bei Nb_3Sn wird also Linepinning vorliegen.

Die Dosisabhängigkeit von P_V ($h < h_p$) und damit auch von $P_{V \max}$ wird in den drei betrachteten Modellen, die auf Linepinning beruhen, durch die Länge der Linienkraft pro

Volumen n und den mittleren Clusterabstand d beschrieben:
 $P_v \propto n \cdot d^{-\alpha}$. Mit $n \propto d^{-2}$ und $\frac{1}{d} \propto \phi t^{1/3}$ liefert die partielle Synchronisation ($\alpha = 4$) einen Ausdruck $P_v \propto \phi t^2$, die beiden Linienkraftmodelle ($\alpha = 2$) dagegen $P_v \propto \phi t^{4/3}$. Die experimentellen Resultate, nämlich der näherungsweise lineare Anstieg der Volumenpinningkraft sowohl mit dem h -Feld als auch mit der Bestrahlungsdosis bei kleinen Defektkonzentrationen, lassen sich also mit dem Linienkraftmodell von Campbell und Evetts gut in Einklang bringen.

Bei Hochdosisbestrahlung muß jedoch berücksichtigt werden, daß die Konzentration der Pinningzentren wegen Überlagerung von Clustern nicht mehr linear mit der Dosis zunimmt und die Einzelhaftkraft sich aufgrund der drastischen Reduktion der supraleitenden Parameter T_c , H_c , H_{c2} etc. ändert.

4.3.3. Berechnung der Volumenpinningkraft nach Strahlenschädigung

4.3.3.1. Lokale Differenz des Ordnungsgrades der A15-Verbindung

Zur quantitativen Beschreibung der Volumenkraft P_v wird im folgenden die Einzelhaftkraft nach einem Kernwechselwirkungsansatz berechnet. Es wird dabei angenommen, daß die Cluster trotz hoher Schädigung supraleitende Eigenschaften besitzen; andernfalls würde nach einer groben Abschätzung der supraleitende Volumenanteil der Probe bei hohen Dosen wesentlich stärker abnehmen, als dies nach den Messungen der Volumenpinningkraft möglich sein sollte.

Die Berechnung der supraleitenden Parameter der Pinningzentren erfolgt unter der Voraussetzung, daß die Defektcluster und das umgebende Material eine Differenz in der Dichte von fehlbesetzten Nb-Plätzen, also eine Differenz im Ordnungsparameter, aufweisen und die makroskopisch ermittelten funk-

tionalen Zusammenhänge von T_c , H_c , H_{c2} etc. mit S auch innerhalb der Cluster gelten.

Die Differenz des Fernordnungsparameters berechnete sich aus den zusätzlichen, bei der Erzeugung eines Clusters auftretenden Ersetzungsstöße pro Atom n_R und dem Ordnungsparameter S der Umgebung: $|\Delta S| = 4 n_R \cdot S$.

n_R schätzt man aus der Sättigungskonzentration n_S an Frenkeldefekten (bzw. Versetzungsstößen) im Clusterinnern und dem Verhältnis von Ersetzungs- zu Versetzungsstößen

$R/D = (1 + 1,614 \ln E_d/E_r)$ nach der Theorie von Kinchin und Pease /79/ ab: $n_R = n_S \cdot R/D$. Mit den Zahlenwerten von Kap. 2.4. erhält man somit: $n_R \approx 2 \%$ bzw.

$$|\Delta S| \approx 4 \cdot n_S \left(1 + 1,614 \ln \frac{E_d}{E_r}\right) \cdot S \approx 0,08 \cdot S \quad (47)$$

Der Ordnungsparameter im Innern eines Defektclusters ist demnach zum Zeitpunkt des Entstehens um ca. 8 % niedriger als in der Umgebung. Mit zunehmender Bestrahlung wird diese Differenz nivelliert.

Nach der Fitformel für die kritische Temperatur würde obiges $|\Delta S|$ eine T_c -Absenkung von ca. 20 % bedeuten:

$$T_c(\text{cluster}) \approx 0,8 T_c(\text{bulk})$$

4.3.3.2. Einzelhaftkraft

Die Wechselwirkungsenergie einer Flußlinie mit einem Pinningzentrum, berechnet mit Hilfe der Kernwechselwirkung, ergibt sich mit obigen Annahmen zu:

$$\Delta E = V \cdot \frac{\mu_0}{2} \Delta(H_c^2) = V \cdot \frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{d(H_c^2)}{dS} \cdot \Delta S \quad (48)$$

und mit den Formeln (5, 11, 12, 41):

$$\begin{aligned} \frac{d(H_C^2)}{dS} &= H_C^2(t) \cdot \left(\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial S} + \frac{1}{T_C^2} \frac{\partial T_C^2}{\partial S} + \frac{1}{(1-t^2)^2} \frac{\partial (1-t^2)^2}{\partial S} \right) \\ &\approx H_C^2(t) \left(\frac{2,9}{(S-2,9)^{2-2,1}} + 5,6 \frac{1+t^2}{1-t^2} \right) = H_C^2(t) 6,87 \cdot f(t, S) \end{aligned} \quad (49)$$

Die Funktion $f(t, S)$ erweist sich dabei als näherungsweise unabhängig von S : $f(t, S) \approx f(t)$. Die Einzelhaftkraft läßt sich somit wie folgt angeben:

$$f_p = \frac{V}{3,6} \frac{\mu_0 H_C^2}{\xi} f(t) \cdot S (1 - b) \quad (50)$$

Dieser Ausdruck stellt nur eine einfache Näherung für $t < 0,8$ dar. Für höhere Temperaturen $t > 0,8$ zeigen die Cluster nach obigen Rechnungen keine Supraleitung; somit muß $f(t) \cdot S = 1,8$ gesetzt werden. Bei der Berechnung der Wechselwirkungsenergie werden Randeffekte, wie der Proximityeffekt, vernachlässigt. Dies wirkt sich insbesondere auf die Temperaturabhängigkeit von $f(t)$ aus; sie liegt zwischen den beiden Extrema $f(t) \approx \text{const.}$ und obigem $f(t)$.

4.3.3.3. Summation der Einzelhaftkräfte

Die Volumenpinningkraft wurde mit Hilfe des Linienkraftmodells nach Campbell und Evetts berechnet. Unter Vernachlässigung des logarithmischen Terms in Formel (23) und bei Verwendung der Beziehungen: $C_{66} = 0,18 \mu_0 H_C^2 (1-b)^2$; $n = \frac{1}{d^2}$; $l = \xi$ und $f_1 = \frac{f_p}{d}$ erhält man:

$$P_V = \frac{1}{146} \cdot \frac{\bar{V}^2}{d^4} \cdot \frac{\mu_0 H_C^2}{\xi^3} \cdot (f(t) \cdot S)^2 \cdot b \quad (51)$$

Für einen quantitativen Vergleich dieses Ergebnisses mit experimentellen Daten müssen das mittlere Volumen der Pinningzentren $\bar{V}$ und deren mittlerer Abstand d berechnet werden. Beide Größen hängen davon ab, bis zu welchem minimalen Durchmesser die bestrahlungsinduzierten Cluster noch pinningaktiv sind.

Eine Abschätzung nach den Schwellwertkriterien sowohl für Point- als auch für Linepinning (Formel (19, 22)) führt zu keinem Ergebnis; beide Kriterien werden nicht erfüllt. Für diese Schwierigkeit bei der quantitativen Anwendung auf theoretische Ausdrücke für Einzelhaftkräfte gibt es noch keine zufriedenstellende Erklärung /67, 69/.

Im folgenden wurde deshalb in Übereinstimmung mit experimentellen Befunden /102/ angenommen, daß die minimale Ausdehnung von Pinningzentren durch die Kohärenzlänge bestimmt ist: $2r \geq \xi$. Die Energie der primären Rückstoßatome zur Erzeugung solcher Cluster muß also größer sein als $E_{\min}$:

$$E_{\min} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\xi}{2}\right)^3 \cdot \frac{n_s \cdot 2E_d}{\text{Atomvol.}} \quad (52)$$

Damit gilt entsprechend den Formeln (33, 34):

$$\begin{aligned} \bar{V} &= \frac{\text{Atomvol.}}{n_s} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} v(E) \frac{\partial \sigma}{\partial E} dE \bigg/ \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\partial \sigma}{\partial E} dE = \\ &= \frac{E_{\min}}{2 E_d} \left(1 + \ln \frac{E_i}{E_{\min}}\right) \cdot \frac{\text{Atomvol.}}{n_s} \end{aligned} \quad (53)$$

bzw. mit Formel (35):

$$\frac{\bar{V}^2}{d^4} = (n_s 2E_d)^{-2} \left(1 + \ln \frac{E_i}{E_{\min}}\right)^2 (E_{\min} \cdot \text{Atomvol.})^{2/3} (\phi t C)^{4/3} \quad (54)$$

Für Temperatur- und Dosisbereiche mit $H_{C2}(\phi t, T) > 20 \text{ kOe}$ (entsprechend $E_{\min} < 20 \text{ keV}$) weist die Größe ein flaches

Maximum bei $E_{\min} = E_i \exp(-2) \approx 14$ keV auf und darf näherungsweise durch den Wert an dieser Stelle ersetzt werden. Aus der unterschiedlichen Erhöhung des kritischen Stromes nach Protonen- und Deuteronenbestrahlung erhielt Wohlleben /21/ ein sehr ähnliches Resultat: $E_{\min} = 20$ keV.

Im Bereich $H_{c2} < 20$ kOe dagegen nähert sich $E_{\min}$ dem Wert E_i ; die Anzahl der pinningaktiven Defekte und damit $\bar{V}^2/d^4$ nehmen also stark ab. Dies geschieht in einem Temperaturbereich $t \approx 0,9$, so daß die Abweichungen der Volumenpinningkraft P_v in diesem Temperaturbereich nicht nur durch die kritische Temperatur der Cluster, sondern auch durch diese geometrischen Effekte qualitativ beschrieben werden können.

4.3.3.4. Theoretische Temperaturabhängigkeit der Volumenpinningkraft

Die Temperaturabhängigkeit der Volumenpinningkraft P_v bzw. $P_{v \max}$ wird nach Formel (51) durch folgende Größen bestimmt:

$$P_v \propto \frac{H_c^2}{\xi^3} f^2(t) \propto H_{c2}^{3,5} f^2(t)$$

Der genaue theoretische Verlauf von $f(t)$ müßte dabei durch ein detaillierteres Modell berechnet werden. Eine Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis $P_{v \max} \propto H_{c2}^{2,6}$ wird mit $f(t) \propto (1 - t^2)^{-0,45}$ für $t < 0,8$ erzielt.

Im Bereich $t > 0,8$, also nach Überschreiten der kritischen Temperatur der Pinningzentren, ist f konstant. Die Volumenpinningkraft wird nach diesen Vorstellungen mit einer höheren Potenz von H_{c2} abfallen: $P_{v \max} \propto H_{c2}^{3,5}$; dies entspricht ebenso wie obiger geometrischer Effekt qualitativ den experimentellen Daten; ein quantitativer Vergleich erscheint aufgrund der gemachten Näherungen jedoch nicht sinnvoll.

4.3.3.5. Theoretische Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft

Die theoretische Dosisabhängigkeit der Volumenpinningkraft wird durch die Größen $\bar{v}^2/d^4 \propto \phi t^{4/3}$, dem Ordnungsparameter S und die supraleitenden Daten T_c , H_c , H_{c2} , etc. bestimmt.

Bei kleinen Bestrahlungsdosen werden die supraleitenden Parameter nur gering beeinflusst. Der Anstieg der Volumenpinningkraft ist also auf die Zunahme der Pinningzentren zurückzuführen und erfolgt näherungsweise: $P_v \propto \phi t^{4/3}$.

Bei höheren Dosen tritt mit zunehmender Schädigung des Materials ein "Sättigungseffekt" auf. Die ursprünglich pinningaktiven Cluster werden spätestens dann pinninginaktiv, wenn der Ordnungsparameter S der Umgebung ebenfalls um $|\Delta S|$ auf ca. 0,92 des Ausgangswertes abgesunken ist. Andererseits werden neue, pinningaktive Cluster erzeugt, da die Sättigungsdichte an atomaren Ersetzungen im Gegensatz zur Frenkeldefektdichte im Innern der Cluster noch nicht erreicht ist. Oberhalb einer gewissen Sättigungsdosis $\phi t_s < 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ wird sich also ein dynamisches Gleichgewicht zwischen "Erzeugung" und "Vernichtung" von Pinningzentren einstellen. Der Abfall der Volumenpinningkraft P_v bei hohen Dosen wird demnach allein durch die Reduktion des Ordnungsparameters und damit der supraleitenden Größen T_c , H_c , H_{c2} etc. bei näherungsweise konstanter Anzahl der Pinningzentren bestimmt.

In Abb. 13 sind die theoretischen Ergebnisse und die auf die Temperatur $T = 0 \text{ K}$ extrapolierten Meßwerte von $P_{v \text{ max}}$ dargestellt. Die maximale Volumenpinningkraft wurde nach Formel (51) mit den bisher genannten Näherungen, sowie einem reduzierten Magnetfeld $h_p = 0,5$ und $H_{c2} = 9,5 \text{ (kOe/K)} \cdot T_c$ (vergl. Abb. 7) berechnet. Die Sättigungsdosis ergab sich durch Anpassung an den Wert $P_{v \text{ max}}$ ($\text{Nb}_3\text{Sn (1)}$, $\phi t = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) zu: $\phi t_s = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und entspricht damit näherungsweise der von Ischenko et al. /22/ an ähnlichen Proben gemessenen Dosis für maximale j_c -Erhöhung ($\phi t \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$).

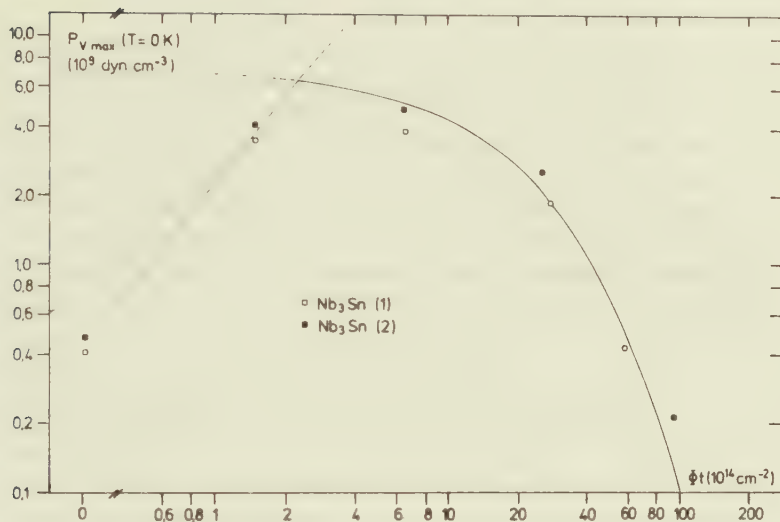


Abb. 13: Theoretische und experimentelle Abhängigkeit der maximalen Volumenpinningkraft $P_{V \max}$ von der Bestrahlungsdosis. Die $P_{V \max} (T = 0 \text{ K})$ -Werte wurden mit den Gleichungen (42, 46) aus den Meßdaten extrapoliert. Die durchgezogenen Linien geben den theoretischen Verlauf wieder (siehe Text).

Bei sonst guter Übereinstimmung tritt eine merkliche Differenz zwischen experimentellen und theoretischen Resultaten lediglich im Bereich $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} < \phi t < 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ auf; dies ist auf die pauschale Behandlung der Einzelhaftkraft der verschiedenen großen Pinningzentren durch einen Sättigungseffekt zurückzuführen. Die Ergebnisse der Erholungsmessungen sind quantitativ mit der Formel (51) nicht zu beschreiben, da das spezielle Ausheilverhalten der Pinningzentren nicht bekannt ist.

4.3.4. Abschließende Bemerkung

Unter den speziellen Annahmen bezüglich Einzelhaftkraft und deren Summation, wie Kernwechselwirkung, Linienkraftmodell, der spezifischen, durch die Coulombwechselwirkung bedingten Defektverteilung, sowie insbesondere der lokalen Differenz des Fernordnungsparameters ΔS und des Sättigungseffekts an Pinningzentren, wurde die Formel (51) hergeleitet. Diese liefert eine gute Beschreibung der Änderungen der maximalen Volumenpinningkraft nach ^{16}O -Bestrahlung. Die Änderungen der maximalen Volumenpinningkraft für $t > 0,8$ bzw. $H_{c2} < 20$ kOe konnten ebenfalls qualitativ erklärt werden.

Allerdings führt die Beschreibung der Einzelhaftkraft durch eine elastische Wechselwirkung oder deren Summation durch ein anderes Linienkraftmodell zu qualitativ ähnlichen Resultaten, wenn die wesentlichen Annahmen, wie das Auftreten einer lokalen Differenz ΔS (dies bewirkt eine lokale Differenz des Gitterparameters) und des Sättigungseffekts, beibehalten werden. Die beste Übereinstimmung wurde jedoch mit der oben zitierten Formel erzielt.

Die Feldabhängigkeit der Volumenpinningkraft läßt sich jedoch nur näherungsweise und für tiefe Meßtemperaturen durch das Linienkraftmodell nach Campbell und Evetts /67/ (für $h < h_p$) bzw. durch das Modell des plastischen Fließens der Flußlinien (für $h > h_p$) wiedergeben. Die Temperatur- und Dosisabhängigkeit für den Bereich $h > h_p$ steht allerdings im Widerspruch zu den Aussagen des Kramermodells /73/.

4.4. Pinning in Nb

4.4.1. Ergebnisse der Bestrahlung und der thermischen Erholung

Im Gegensatz zu Nb_3Sn wurde der kritische Strom von Nb bei festen Meßtemperaturen ($T = 3,9; 5,3; 6,7$ und $7,7$ K) als Funktion der Bestrahlungsdosis und der Ausheiltemperatur gemessen. Die kritische Temperatur T_c blieb näherungsweise konstant, so daß ein Vergleich der Daten bei fester Temperatur möglich war. In Abb. 14 sind die Ergebnisse als Funktion des äußeren Magnetfeldes repräsentativ an einigen Dosen und der höchsten Ausheiltemperatur dargestellt. Außer der dominierenden Änderung von H_{c2} fällt, besonders bei den höheren Dosen, das Auftreten eines j_c -Peaks nahe H_{c2} auf.

Für eine quantitative Analyse der Daten bzw. der Volumenpinningkraft, die im Mischzustand auf das Flußliniengitter einwirkt, wurde das B-Feld nach der empirischen Formel (13) bestimmt. Größere Fehler traten dabei insbesondere in der Nähe von H_{c1} und bei Proben mit niederen κ -Werten auf. Die Diskussion der Volumenpinningkraft beschränkt sich deshalb auf den Bereich $b > 0,4$, wo sich Fehler in der H_{c1} - und der κ_2 -Berechnung weniger auswirken.

Die einheitliche Beschreibung der bei verschiedenen Meßtemperaturen gewonnenen Nb-Daten mit Hilfe eines Skalengesetzes ist nicht möglich. Als Beispiel sind in Abb. 15 die Werte der Volumenpinningkraft, normiert auf P_v ($b = 0,3$), nach der höchsten Bestrahlungsdosis wiedergegeben. Der Peak nahe H_{c2} zeigt ein von den Daten bei niedrigen Feldern abweichendes Temperaturverhalten. Eine temperaturunabhängige Funktion $f(h)$ aus Formel (45) reicht also zur Beschreibung der Daten nicht aus.

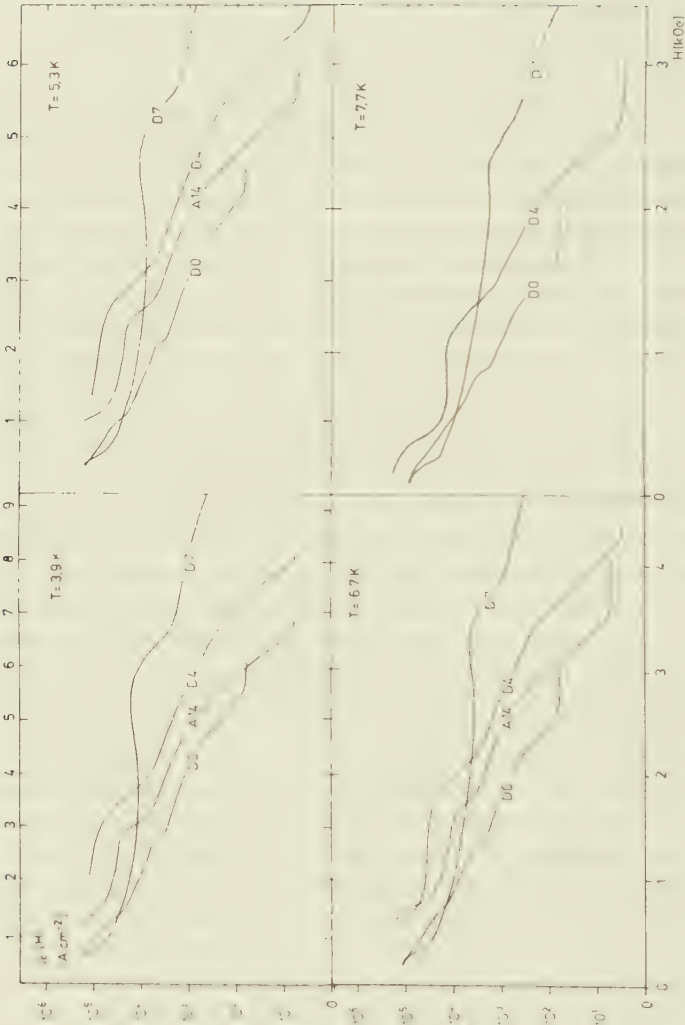


Abb. 14: Kritische Stromdichte $j_c(H, T)$ der Nb-Probe Nr. 42 für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und die höchste Ausheiltemperatur A14 (siehe Tabelle III).

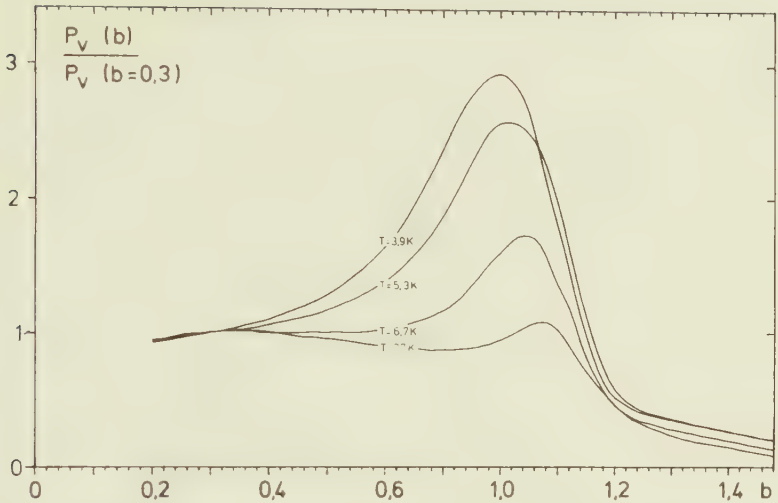


Abb. 15: Normierte Volumenpinningkraft $P_v(b)/P_v(b=0,3)$ der Nb-Probe Nr. 42 bei 4 verschiedenen Meßtemperaturen in Abhängigkeit von der reduzierten magnetischen Induktion $b = B/B_{c2}$ für die höchste Bestrahlungsdosis.

Tab. III: Bezeichnung verschiedener Bestrahlungsdosen ϕt bzw. Ausheiltemperaturen T_A der Proben Nb (30) und Nb (42)

	Nb (30)	Nb (42)		Nb (30, 42)
	ϕt	ϕt		T_A
	$[10^{14} \text{ cm}^{-2}]$	$[10^{14} \text{ cm}^{-2}]$		$[K]$
D0	0	0	A7	60
D1	0,52	0,49	A10	130
D2	1,02	0,99	A12	200
D3	2	1,9	A14	290
D4	4,85	4,65		
D5	9,8	9,62		
D6	19,2	19,0		
D7	47,9	48,7		

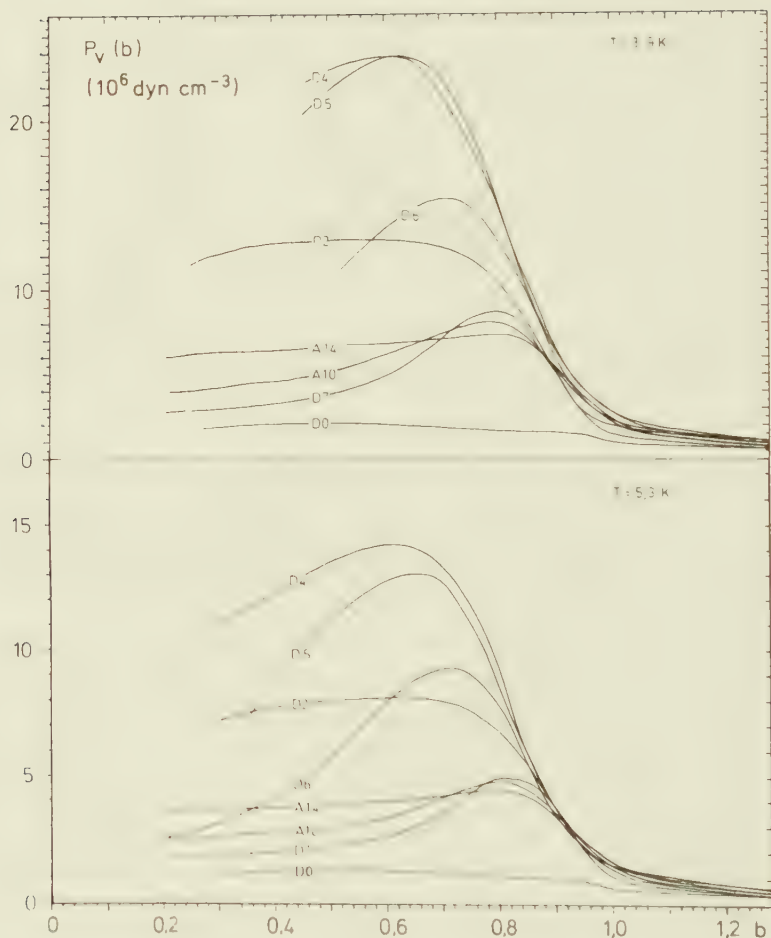
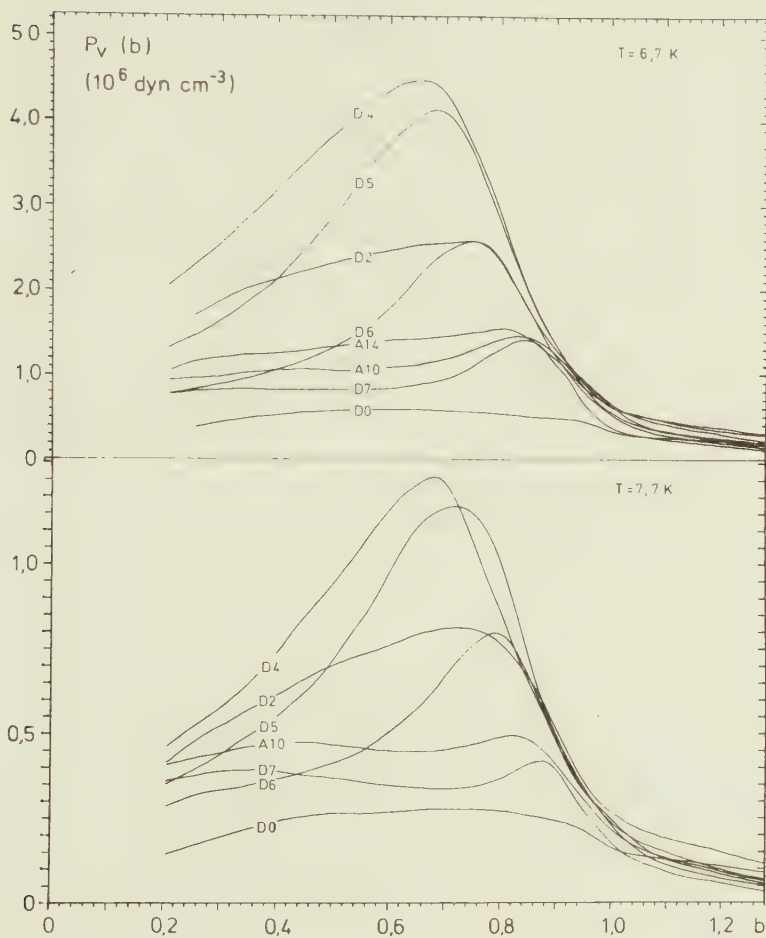


Abb. 16: Volumenpinningkraft $P_V(b)$ der Nb-Probe Nr. 42 für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und Ausheiltemperatur A_i (siehe Tabelle III) bei vier Meßtemperaturen.



In Abb. 16 wird deshalb die Volumenpinningkraft als Funktion des reduzierten Magnetfeldes bei fester Temperatur für die verschiedenen Dosen und Ausheiltemperaturen betrachtet. Unter Vernachlässigung des Oberflächenanteils für $b > 1$ läßt sich bei allen Bestrahlungsdosen und Ausheiltemperaturen - aber fester Meßtemperatur - die Volumenpinningkraft P_v in der Nähe von H_{c2} näherungsweise durch eine gemeinsame Funktion beschreiben. Die Volumenpinningkraft bei kleinen b -Feldern zeigt jedoch eine andere Abhängigkeit vom Schädigungsgrad des Materials als der Peakeffekt nahe H_{c2} . Dieser tritt bei Neutronenbestrahlung /36/ über den gesamten Dosisbereich auf, bei ^{16}O -Bestrahlung ist er nur bei höheren Dosen ($\phi t > 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) als solcher deutlich zu beobachten. Bei niedrigen Dosen ($\phi t = 0$ und $\phi t \approx 0,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) deutet sich nur ein leichtes Minimum an. Dies ist möglicherweise auf die gegenüber Neutronenschädigung unterschiedliche Defektstruktur zurückzuführen. Die Größe des Peakeffekts wird aufgrund des konstanten Abfalls von $P_v(b > b_p)$ durch seine Breite bzw. seine Lage b_p bestimmt. Gleichzeitig gilt, mit Ausnahme der Bestrahlungsdosen D0 und bei Nb (42) auch von D1 ($T = 3,9 \text{ K}$): $P_{v \text{ max}} = P_{v \text{ peak}}$ (die Bezeichnungen D_i sind in Tabelle III erklärt).

Die Temperatur- bzw. H_{c2} -Abhängigkeit von $P_{v \text{ max}}$ ist in Abb. 17 dargestellt. Sie kann durch die Form $P_{v \text{ max}} \propto H_{c2}^1$ wiedergegeben werden. Der Exponent 1 ergibt sich für die kleinen Dosen und die Ausheilmessungen oberhalb 200 K, wo b_p näherungsweise temperaturunabhängig ist, zu $1 \approx 2,6 (\pm 0,2)$; für die höheren Dosen und übrigen Ausheiltemperaturen dagegen variiert die Lage des Peaks mit der Meßtemperatur und man erhält $1 \approx 3,1 (\pm 0,2)$. Zum Vergleich sind in Abb. 17 die Daten von $P_v(b = 0,3)$ für die Probe Nb (42) nach der höchsten Bestrahlungsdosis D7 eingezeichnet, wo sich der Peakeffekt separieren läßt. Hier erhält man einen Wert $1 \approx 2,3$, ähnlich dem bei kleinen Dosen.

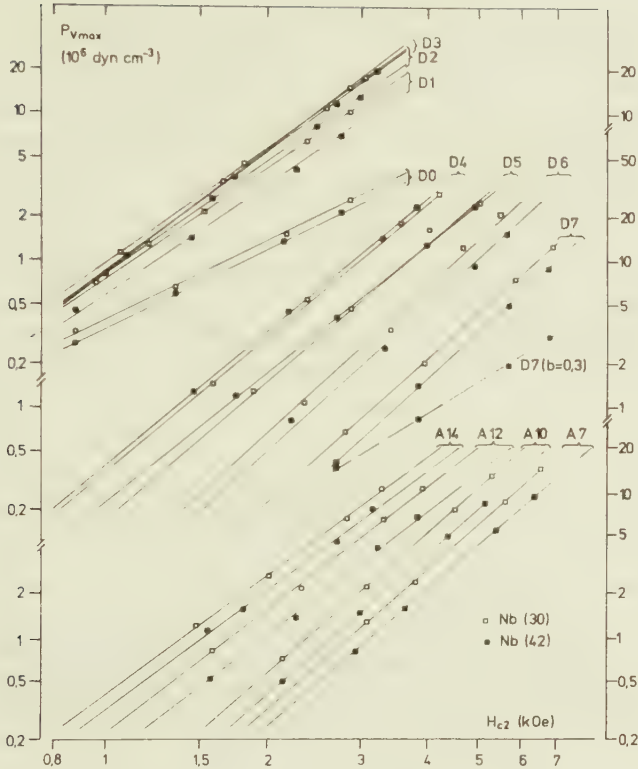


Abb. 17: Maximale Volumenpinningkraft $P_V \max$ von Nb in Abhängigkeit vom oberen kritischen Magnetfeld $H_{c2}(T)$ für verschiedene Bestrahlungsdosen D_i und Ausheiltemperaturen A_i (siehe Tabelle III).

Die Abhängigkeit der maximalen Volumenpinningkraft vom Schädigungsgrad der Probe bzw. dem dazu in 1. Näherung proportionalen Restwiderstand ρ_i ist in Abb. 18 für die Meßtemperatur $T = 5,3$ K dargestellt. Die Volumenpinningkraft steigt mit zunehmender Dosis bis zu einer maximalen Erhöhung bei $\rho_i \approx 0,7 \mu\Omega \text{ cm}$ an und sinkt dann aufgrund der homogener werdenden Defektverteilung wieder ab. Diese Beobachtungen decken sich mit denen nach Neutronenbestrahlung /36/.

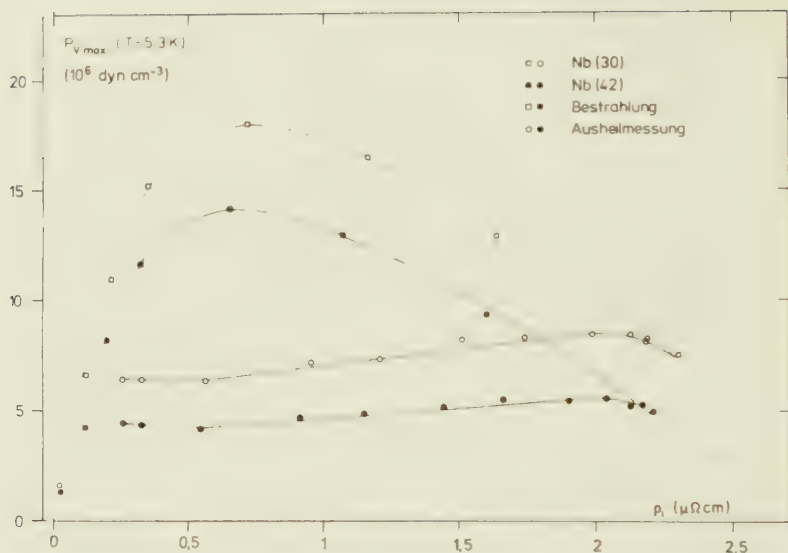


Abb. 18: Maximale Volumenpinningkraft $P_{v \max}$ ($T = 5,3 \text{ K}$) von Nb in Abhängigkeit vom spezifischen Restwiderstand ρ_i nach verschiedenen Bestrahlungsdosen und Ausheiltemperaturen bis 290 K.

Die Ausheilmessungen zeigen einen relativ undifferenzier-
ten, schwachen Abfall von $P_{v \max}$. Nur im Bereich der Aus-
heiltemperaturen $T \leq 60 \text{ K}$ ($\hat{=} \rho > 2 \mu\Omega \text{ cm}$), entsprechend
den Ausheilstufen I bei Nb, die der Wanderung einzelner
Zwischengitteratome zugeordnet werden /90, 103/, ist eine
leichte $P_{v \max}$ -Erhöhung zu beobachten.

4.4.2. Mechanismen zur Beschreibung eines Peakeffekts

Die folgenden Abschnitte beschränken sich aus mehreren Gründen auf die Diskussion des Peakeffekts. Zum einen ist, wie bereits erwähnt, die Bestimmung der $P_V(B)$ -Daten im Bereich niederer reduzierter Felder mit größeren Fehlern behaftet und der Einfluß des breiten Peaks auch bei $b \approx 0,4$ (vgl. Abb. 15) noch vorhanden; zum anderen scheint der Peakeffekt bei Nb charakteristisch für das Auftreten stark pinningaktiver Defekt-agglomerate zu sein. Er wird nicht nach Elektronenbestrahlung, bei der nur isolierte Frenkeldefekte erzeugt werden /37/, beobachtet, wohl aber nach Neutronen- und Schwerionenbestrahlung /36, 104/, Sauerstoffdotierung /96, 105, 106/ und plastischer Verformung (vgl. /74, 107/).

Für die Deutung des Peakeffekts wurden verschiedene Mechanismen vorgeschlagen (vgl. /67/). Aufgrund der Meßergebnisse bzw. der speziellen Defektkonfiguration nach Schwerionenbestrahlung dürfen sowohl der Matchingeffekt (der Peak tritt nicht bei einem festen B-Wert auf), als auch der Valleyeffekt (die Eindringtiefe λ ist wesentlich größer als die bestrahlungsinduzierten Defektcluster) ausgeschlossen werden. Bei Kernwechselwirkung tritt ein Peak- (bzw. hier Valley-) Effekt dann auf, wenn die Wechselwirkungsenergie bei einem bestimmten Feld ein Minimum aufweist, also die Größe $H_C^2 (1 - B/B_{C2})$ im geschädigten und im ungeschädigten Material gleich ist. Diese Größe läßt sich unter den Annahmen berechnen, daß innerhalb der Defektcluster ein Sättigungswert $B_{C2}(T = 4,2 \text{ K}) \approx 7,5 \text{ kG}$ (entsprechend einem $\rho_g = 2,6 \mu\Omega \text{ cm}$ nach Abb. 8) vorliegt und H_C mit der Defektkonzentration nach Formel (55) variiert:

$$H_C(T = 4,2 \text{ K}) = 1,75 \text{ kOe} - 0,75 \cdot H_{C2}(T = 4,2 \text{ K}) \quad (H_C; H_{C2} \text{ in kOe}) \quad (55)$$

Diese Relation entspricht näherungsweise den Meßergebnissen, die Koch et al. /96/ durch Sauerstoffdotierung an Nb erhalten haben. Das Pinningkraftminimum würde sich nach diesen Vorstellungen nur in einem kleinen Bereich $0,49 \leq b_{\min} \leq 0,53$ mit der Bestrahlungsdosis ändern. Die Volumenpinningkraft

$p_v \propto f_p^2$ sollte außerdem einen parabolischen Verlauf um den Wert $b_{\min}$ aufweisen. Beides entspricht jedoch nicht den Meßergebnissen.

Van der Klein et al. /104/ konnten mit Hilfe der vollständigen Synchronisation den nach Neutronenbestrahlung bei Raumtemperatur auftretenden Peak an Nb erklären. Zu ähnlichen Resultaten führt die Annahme, daß aufgrund des Schwellwerteffektes (vgl. Kap. 2.3.2.) bei hohen b-Feldern mehr Defektcluster zur Volumenpinningkraft beitragen. Beide Vorstellungen, Synchronisations- und Schwellwerteffekt werden im folgenden näher betrachtet.

4.4.3. Quantitative Beschreibung des Peakeffekts

4.4.3.1. Lage des Peaks

Nach einer Abschätzung der Größen l^* und d aus Formel (20) liegt auch bei den bestrahlten Nb-Proben Linepinning vor. Die Rechnung erfolgte unter der Annahme, daß zumindest die größten, nach dem Kinchin-Pease-Modell /80/ von primären Rückstoßatomen der Energie $E_1 \approx 93$ keV erzeugten Cluster pinningaktiv sind. Mit einem Kernwechselwirkungsansatz erhält man die Linienkraft $f_l = f_p/d$:

$$f_l = \frac{v}{d} \frac{\mu_0}{2\xi} \Delta (H_c^2) \cdot (1 - b) \quad (56)$$

Die Abschätzung der Defektdurchmesser mit einer Sättigungskonzentration an Frenkeldefekten von $n_s \approx 5\%$ führt zu Werten, die zumindest bei hohen Meßtemperaturen und geringer Schädigung kleiner als die Kohärenzlänge ξ sind. Eine quantitative Berechnung von $\frac{v}{d}$ ist deshalb nicht möglich. Ähnlich den Ergebnissen bei Nb₃Sn soll im folgenden $\frac{v}{d}$ als näherungsweise unabhängig von der Kohärenzlänge bzw. von H_{c2} angenommen werden. Die Abhängigkeit von der Defektkonzentration bzw.

dem dazu proportionalen Restwiderstand ρ_1 wird dann beschrieben durch: $\frac{V}{d} \propto (\rho_1)^{1/3}$. Das thermodynamisch kritische Feld H_C bzw. das des Pinningzentrums H_C^* berechnet sich mit der Formel (55), wobei wiederum ein Sättigungswert von H_{C2}^* ($T = 4,2 \text{ K}$) $\approx 7,5 \text{ kOe}$ eingesetzt wird.

Dieser Ansatz beschreibt eine Erhöhung der Linienkraft f_1 mit steigender Defektkonzentration bei kleinen Dosen; aufgrund der verschwindenden Differenz der supraleitenden Parameter tritt bei hohen Dosen eine Reduktion von f_1 auf. Die Ausheilmessungen können nicht in dieser Weise beschrieben werden, da die Änderungen der Mikrostruktur nicht bekannt sind.

Nach dem Schwellwerteffekt tragen die Linienkräfte erst dann zur Volumenpinningkraft bei, wenn Formel (22) erfüllt ist. Zusammen mit dem Schermodul C_{66} (Formel (18)) und der Näherung $df_1/dx \approx f_1/\xi$ erhält man daraus ein minimales b-Feld, bei dem die Ungleichung (22) erfüllt ist und bei dem der Peak auftritt:

$$1 - b_p = \frac{5 \ln R/a_0}{16\pi} \cdot \frac{V}{d} \cdot \frac{1}{f(\kappa_2)} \left(1 - \frac{H_C^{*2}}{H_C^2}\right) \frac{1}{\xi^2} \quad (57)$$

Ein ähnlicher Ausdruck ergibt sich aus dem Synchronisationsansatz mit den Formeln (21, 24, 56):

$$\left(\frac{b_p}{1-b_p}\right)^{-1/2} = \frac{5 \ln R/a_0}{16\pi} \cdot \frac{V}{d} \cdot \frac{1}{f(\kappa_2)} \left(1 - \frac{H_C^{*2}}{H_C^2}\right) \cdot \frac{1}{\xi^2} \cdot \frac{1}{k \sqrt{2\pi}} \quad (58)$$

wobei k eine empirische Konstante ($k < 1$) ist. Mit der Näherung: $V/(d \cdot f(\kappa_2)) \propto \rho_1^{0,3}$ (κ_2 wurde dabei mit den Formeln (8, 16, 55) berechnet) lassen sich die obigen Gleichungen zusammenfassen:

$$\left. \begin{array}{l} 1 - b_p \\ \left(\frac{b_p}{1-b_p}\right)^{-1/2} \end{array} \right\} = C \cdot H_{C2} \left(1 - \frac{H_C^{*2}}{H_C^2}\right) \rho_1^{0,3} \quad (59)$$

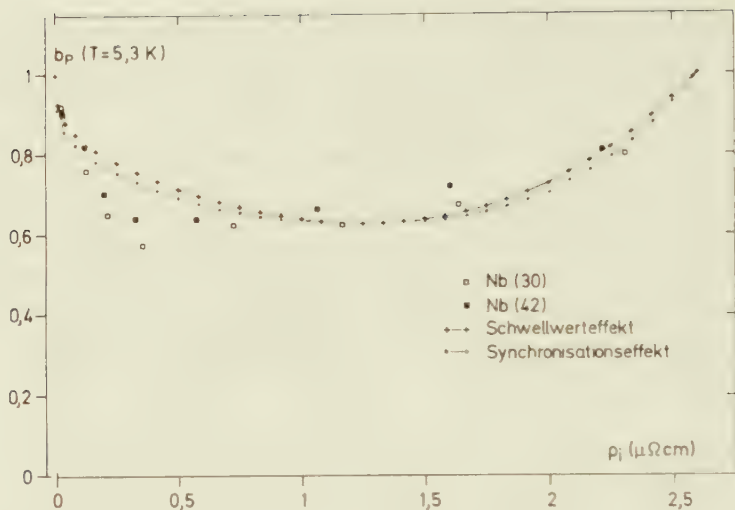


Abb. 19: Lage b_p des Maximums der Volumenpinningkraft nahe H_{C2} (Peak) in Abhängigkeit vom spezifischen Restwiderstand ρ_i für verschiedene Bestrahlungsdosen. Die durchgehenden Kurven geben den bei $\rho_i = 1,2 \mu\Omega\text{ cm}$ angepaßten theoretischen Verlauf nach Gleichung (59) wieder.

In Abb. 19 sind die so berechneten Werte von b_p , wie auch die experimentellen Daten für die Meßtemperatur $T = 5,3\text{ K}$, deren Bestimmung jedoch insbesondere bei kleinen Bestrahlungsdosen große Fehler aufweist, dargestellt. In Gleichung (59) wurden die Werte $C = 0,327$ bzw. $0,41 (\text{kOe})^{-1} \cdot (\mu\Omega\text{ cm})^{-0,3}$ und für das obere kritische Feld: $H_{C2}(T=5,3\text{ K}) = 2,25\text{ kOe} + 1,54 (\text{kOe}/\mu\Omega\text{ cm}) \cdot \rho_i$ verwendet.

Eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment wird mit beiden theoretischen Ausdrücken nicht erreicht. Qualitativ werden die Änderungen von b_p , insbesondere das Auftreten eines Minimums bei mittleren Dosen, richtig wiedergegeben. Allerdings führen auch andere Ansätze für die Wechselwirkungs-

energie, wie z.B. die dielastische Wechselwirkung, wie sie von verschiedenen Autoren /37, 68, 107/ für geschädigtes Nb vorgeschlagen wurde, unter entsprechenden Annahmen zu ähnlichen Aussagen.

Die Ergebnisse der Ausheilmessungen sind in Abb. 19 nicht gezeigt. b_p erweist sich bis zu Tempertemperaturen $T \approx 290$ K trotz starker H_{C2} - und ρ_i -Änderungen als näherungsweise konstant. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß sich die Anzahl wie auch die Einzelhaftkraft der großen, für das Pinning verantwortlichen Defektagglomerate durch den Ausheilprozeß nur wenig änderten.

4.4.3.2. Volumenpinningkraft am Peak

Die Volumenpinningkraft berechnet sich beim Eintreten vollständiger Synchronisation bei b_p zu:

$$P_{v \text{ peak}} = \frac{B_p}{\Phi_0} f_1 = 4,5 \frac{k}{\ln R/a_0} \frac{1}{\sqrt{\Phi_0}} f(\kappa_2) \mu_0 H_C^2 \sqrt{B_{C2}} \sqrt{b_p} (1-b_p)^2 \quad (60)$$

In Abb. 20 sind die experimentellen Daten für die hohen Bestrahlungsdosen und einige Ausheiltemperaturen, für die b_p gut zu bestimmen ist, in entsprechender Weise aufgetragen. Sie werden befriedigend durch obigen theoretischen Ausdruck mit einem Wert für $k/\ln(R/a_0) = 5,9 \cdot 10^{-3}$ wiedergegeben. Eine ähnliche Steigung erhielten van der Klein et al. /104/ nach Neutronenbestrahlung bei Raumtemperatur:

$k/\ln(R/a_0) \approx 5,6 \cdot 10^{-3}$. Das Abweichen der Daten für die beiden höheren Meßtemperaturen von der Geraden in Abb. 20 ist noch nicht geklärt. Änderungen der Pinningkraft in diesem Temperaturbereich wurden von Das Gupta et al. /98/ mit sauerstoffreichen Ausscheidungen nahe der Oberfläche mit $T_c \approx 7$ K gedeutet.

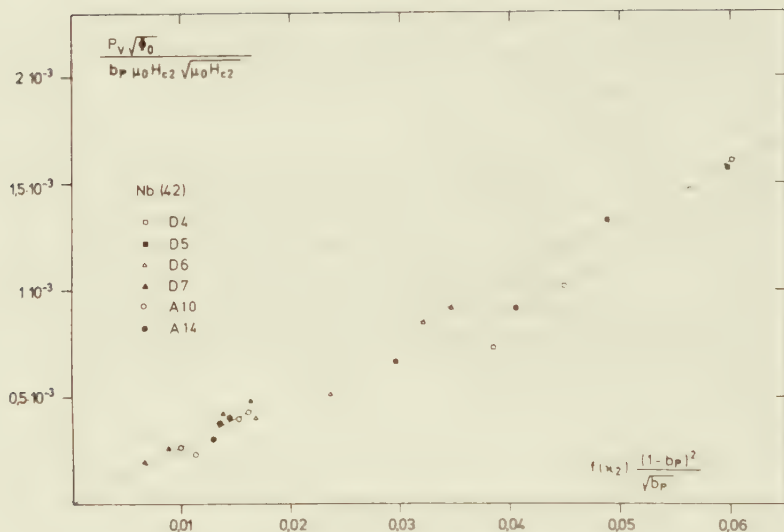


Abb. 20: Abhängigkeit des Maximums der Volumenpinningkraft nahe H_{c2} von der Lage des Peaks b_p . Die Auftragung entspricht dem theoretischen Zusammenhang bei vollständiger Synchronisation (Gleichung (60)).

Der Abfall der Volumenpinningkraft für $b \gg b_p$ sollte bei vollständiger Synchronisation näherungsweise mit $P_v \propto (1-b)$ erfolgen. Die experimentellen Daten in Abb. 16 lassen sich jedoch bei Vernachlässigung des hohen Oberflächenbeitrages für $b > 1$ etwas besser durch eine Relation $P_v(b \gg b_p) = K_S \cdot \sqrt{b} (1-b)^2$ beschreiben, wie sie Kramer für den Fall des plastischen Fließens der Flußlinien erhielt. Der experimentell ermittelte Faktor K_S erweist sich als unabhängig von Bestrahlungsdosis und Ausheiltemperatur. Dies entspricht dem theoretischen Ergebnis $K_S = 2C_S(H_C)^2 \sqrt{H_{c2}}$, da der mit Formel (55) berechnete Ausdruck $H_C^2 \sqrt{H_{c2}}$ nur um $\pm 5\%$ variiert. Die Absolutwerte von K_S aus Experiment und Theorie mit $C_S = 0,56$ stimmen jedoch nicht ganz überein: $k_{S \text{ exp}} \approx 3,5 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^3$ und $k_{S \text{ theor}} \approx 1,4 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^3$ (für $T=3,9 \text{ K}$).

Nach dem Schwellwerteffekt wird die Volumenpinningkraft am Peak näherungsweise durch $P_{v \text{ peak}} = K_S \sqrt{b_p} (1 - b_p)^2$ bestimmt. Dieses Ergebnis stimmt bzgl. der Feldabhängigkeit mit Formel (60) für den Synchronisationseffekt überein und beschreibt die experimentellen Daten auch quantitativ bis auf einen konstanten Faktor richtig.

4.4.3.3. Temperaturabhängigkeit des Peakeffekts

In beiden theoretischen Modellen, mit denen der bei Nb auftretende Peak beschrieben werden kann, ist die Temperaturabhängigkeit der Volumenpinningkraft gegeben durch:

$$P_{v \text{ peak}} \propto H_{c2}^{2,5} \cdot \sqrt{b_p} (1 - b_p)^2.$$

Für die niedrigen Bestrahlungsdosen $\Phi t \leq 5 \cdot 10^{14}$ und für die höheren Ausheiltemperaturen $T > 200$ K erweist sich b_p , soweit überhaupt bestimmbar, als näherungsweise unabhängig von der Meßtemperatur; die übrigen Daten werden im Mittel durch $(1 - b_p) \propto H_{c2}^\alpha$ mit $\alpha \approx 0,3 \pm 0,2$ beschrieben. Die experimentell bestimmten Temperaturabhängigkeiten $P_v \propto H_{c2}^1$ mit $l = 2,6$ bzw. $3,1$, sind somit durch die Verschiebung von b_p mit der Temperatur erklärbar. Ausnahmen bilden dabei die Bestrahlungsdosen D0 mit $l \approx 1,8$ und D4 mit $l \approx 3$, aber $b_p \approx \text{const.}$

Die theoretische Temperaturabhängigkeit von $(1 - b_p) \propto H_{c2}$ nach Formel (59) steht jedoch im Widerspruch zu den Meßergebnissen. Dies ist auf die Wahl der Wechselwirkungslänge $l \approx \xi$ bei der Näherung $\nabla A \approx A/\xi$ zurückzuführen.

4.4.4. Abschließende Bemerkung

Der Peakeffekt, verbunden mit dem für die verschiedenen Dosen und Ausheiltemperaturen einheitlichen Abfall der Volumenpinningkraft nahe H_{c2} , wird sowohl durch einen vollständigen Synchronisationseffekt, als auch durch einen Schwellwerteffekt mit anschließendem plastischen Fließen der Flußlinien quantitativ gut beschrieben. Für detailliertere Aussagen bezüglich dieser beiden Vorstellungen oder auch der Einzelhaftkraft reichte zwar die Meßgenauigkeit nicht aus, die Dosisabhängigkeit des Peakfeldes b_p und der Einzelhaftkraft konnte jedoch qualitativ recht gut mit einer z.B. aus der Kernwechselwirkung berechneten Linienkraft in Einklang gebracht werden. Die Erholungsmessungen lassen sich jedoch wegen ungenügender Kenntnis des detaillierten Ausheilprozesses der Piningzentren auf diese Weise nicht interpretieren.

5. Zusammenfassung

Bestrahlungsexperimente bei tiefen Temperaturen mit anschließender thermischer Erholung bieten die Möglichkeit, die Defektkonzentration von Metallen über weite Bereiche zu verändern und somit deren Einfluß auf die normal- und supraleitenden Eigenschaften an ein und derselben Probe zu studieren. In der vorliegenden Arbeit wurden speziell die z.T. sehr grossen Änderungen supraleitender Größen bei höheren Defektkonzentrationen untersucht. Hierfür eignen sich besonders Bestrahlungsexperimente mit Schwerionen hoher Energie. Aufgrund des hohen Impulsübertrags dieser Projektilen liegt bei Bestrahlungsdosen von $\Phi t \approx 10^{16}$ Sauerstoffionen/cm² der Schädigungsgrad bereits bei ca. 0,06 dpa (displacement per atom). Dies entspricht Neutronendosen von $\Phi t > 10^{19}$ cm⁻², wie sie z.B. an den supraleitenden Spulen von Fusionsreaktoren bei Neutronenflüssen von $10^9 - 10^{10}$ cm⁻²s⁻¹ /108/ nach frühestens dreißigjähriger Betriebszeit erreicht werden. Bei der Untersuchung von Strahlenschäden bieten die Bestrahlungsexperimente mit Schwerionen gegenüber denen mit Reaktorneutronen den Vorteil fehlender Kontamination der Proben und einer kürzeren Bestrahlungszeit, als sie momentan selbst mit Höchstflußreaktoren erreichbar ist.

Die von diesen beiden Projektilarten induzierten Änderungen der Materialeigenschaften sind gut miteinander vergleichbar. Dies trifft auch für die irreversiblen Eigenschaften der Supraleiter zu, da die relativen Dichten an großen, als Pinningzentren wirksamen Clustern von gleicher Größenordnung sind. Insofern sind Schwerionenbestrahlungen auch zur Simulation von neutroneninduzierten Strahlenschäden geeignet.

In vorliegender Arbeit wurden die kritische Temperatur T_c von Nb₃Sn, sowie das obere kritische Feld H_{c2} und die Volumenpinningkraft P_v von Nb und Nb₃Sn in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis und der thermischen Erholung bis Raumtemperatur untersucht. Diese drei supraleitenden Größen werden in verschiedener Weise durch die spezifischen Kennzeichen der Defektkonfigurationen, wie Fehlstellenart, Dichte und Agglomeration beeinflusst.

Die kritische Temperatur von Nb_3Sn zeigt eine drastische Reduktion bei hohen Bestrahlungsdosen, jedoch eine nur geringe thermische Erholung bis Raumtemperatur. Unter Berücksichtigung der möglichen Defektkonfigurationen und der Ergebnisse anderer Experimente (Raumtemperaturbestrahlung, Legierungs- und Abschreckexperimente) konnte dieser Effekt der Änderung des Fernordnungsparameters S als der entscheidenden Größe zugeschrieben werden. Die kritische Temperatur zeigt gegenüber dem aus der Bestrahlungsdosis bestimmten Ordnungsparameter einen exponentiellen Anstieg. Der physikalische Grund für diese starke Abhängigkeit liegt nach der jüngst veröffentlichten Theorie von Appel in der Abhängigkeit des Elektron-Phononenkopplungsparameters λ vom Fernordnungsparameter S und von der ebenfalls durch S beeinflussten elektronischen Zustandsdichte. Die theoretischen und experimentellen Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung. Mit Hilfe der beschriebenen Experimente konnte jedoch nicht geklärt werden, welchen Einfluß die Art der Fehlbesetzung der beiden Gitterplätze, z.B. mit der jeweils anderen Atomsorte, mit Fremdatomen und Leerstellen, auf die kritische Temperatur ausübt.

Der Einfluß der Defektkonfiguration auf H_{C2} wird bei Nb, entsprechend der Goodman-Gorkov-Relation durch die mittlere freie Weglänge der Elektronen beschrieben; H_{C2} steigt näherungsweise linear mit dem Restwiderstand ρ_i an. Bei Nb_3Sn dagegen sind die Änderungen des Ginzburg-Landau-Parameters relativ gering. Der Verlauf von H_{C2} wird in dem gemessenen Bereich im wesentlichen durch die kritische Temperatur, also wiederum durch die atomare Ordnung bestimmt. Bei den verwendeten Proben wurde ein näherungsweise linearer Zusammenhang von T_C und $H_{C2}(0)$ gemessen. Der Einfluß der spezifischen Defektagglomeration bei Temperung bis 290 K zeigt sich sowohl bei Nb, als auch bei Nb_3Sn in einer leichten Erhöhung von H_{C2} gegenüber den bei gleichem ρ_i bzw. T_C gemessenen Werten nach Bestrahlung. Dieser Effekt läßt sich qualitativ nach der Theorie von Eilenberger durch die Änderung des elektronischen Streuverhaltens der Defekte erklären.

Im Gegensatz zu den beiden Größen T_c und H_{c2} hängen die irreversiblen Eigenschaften der Supraleiter vom Auftreten lokaler Differenzen der Materialeigenschaften über Bereiche von der Größenordnung der Kohärenzlänge ξ und somit von einer inhomogenen Defektverteilung ab. Entsprechend dieser Vorstellung wurde bei beiden Metallen, Nb und Nb_3Sn , ein Anstieg der Volumenpinningkraft mit wachsender Dichte an Defektclustern im Bereich kleiner Bestrahlungsdosen beobachtet. Die übrigen supraleitenden Parameter wurden in diesem Bereich noch wenig verändert. Bei höherer Schädigung, $\phi t > 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, sinkt die Volumenpinningkraft nach Überschreiten eines Maximums aufgrund homogener werdender Defektverteilung stark ab. Die Ergebnisse konnten bei Nb_3Sn auch quantitativ durch die Änderung des Fernordnungsparameters, und zwar der globalen Änderung, die H_{c2} und T_c beeinflusst, wie auch der lokalen Änderung im Bereich der Defektcluster, erklärt werden. Hierzu wurde die Einzelhaftkraft aus der Differenz des Fernordnungsparameters zwischen Defektcluster und Umgebung berechnet.

Bei Nb tritt nach ^{16}O -Bestrahlung ein Maximum der kritischen Stromdichte nahe H_{c2} auf (Peakeffekt). Dieser Effekt kann mit Hilfe zweier Modelle, nämlich mit dem Auftreten der vollständigen Synchronisation, wie auch eines Schwellwertes für die Einzelhaftkräfte, verstanden werden. Beide Erklärungen beruhen auf dem Verschwinden des Schermoduls des Flußliniengitters nahe H_{c2} . Der Abfall der Volumenpinningkraft am Peak bei hohen Dosen wird durch den Verlauf der Einzelhaftkraft bestimmt, die aufgrund der kleiner werdenden Differenz der Frenkeldefektdichten zwischen den Clustern, wo eine Sättigungsdichte vorliegt, und der Umgebung gegen Null geht.

Ein Vergleich der Eigenschaftsänderungen nach Hochdosisbestrahlung zeigt gravierende Unterschiede zwischen dem einfachen Metall Nb und der geordneten A15-Verbindung Nb_3Sn . Bei Nb_3Sn werden alle wesentlichen supraleitenden Größen wie T_c , H_{c2} , j_c etc. drastisch in Verbindung mit dem Fernordnungsparameter S reduziert. Im Gegensatz dazu erhöht sich bei Nb das obere kritische Magnetfeld H_{c2} und, wie jüngste Messungen

zeigen /34/, sogar die kritische Temperatur T_c bei hoher Schädigung des Materials. Nur die irreversiblen Eigenschaften werden aufgrund der homogeneren Defektstruktur verringert. Für einen Einsatz in der Fusionstechnologie erscheinen deshalb einfache Metalle oder ungeordnete Legierungen (vgl. NbTi /92/), speziell solche mit strahlenresistenderen Pinningzentren (magnetische Ionen, Fremdatomausscheidungen, Voids etc.) geeigneter als die geordneten Hochfeldsupraleiter der A15-Verbindungsklasse.

Literaturverzeichnis

- 1) J.R. Gavaler, Appl. Phys. Lett. 23, 480 (1973)
- 2) L.F. Mattheiss, Phys. Rev. 138, A 112 (1965)
- 3) L.F. Mattheiss, Phys. Rev. 12B, 2161 (1975)
- 4) J. Labbé und J. Friedel, J. Phys. Radium 27, 153 (1966)
- 5) M. Weger, J. Phys. Chem. Sol. 31, 1621 (1970)
- 6) M. Weger und I.B. Goldberg, in Solid State Physics, Herausgeber: H. Ehrenreich, F. Seitz und D. Turnbull (Academic Press, New York) 28, 1 (1973)
- 7) L.R. Testardi, in Physical Acoustics, Herausgeber: W.P. Mason und R.N. Thurston (Academic Press, New York) S. 193 (1973)
- 8) Yu.A. Izyumov und Z.Z. Kurmaev, Sov. Phys. Usp., 17, 356 (1974)
- 9) J. Labbé und E.C. van Reuth, Phys. Rev. Lett. 24, 1232 (1970)
- 10) Yu.A. Izyumov, Fiz. Met. Met 35, 687 (1973)
- 11) I.B. Goldberg, J. Phys. C 8, 1159 (1975)
- 12) Northcliff und Schilling, Nuclear Data Tables, Sect. A 7, 233 (1970)
- 13) B. Besslein, G. Ischenko, S. Klaumünzer, P. Müller, H. Neumüller, K. Schmelz und H. Adrian, Phys. Lett. 53 A, 49 (1975)
- 14) B. Besslein, G. Ischenko und K. Schmelz, Frühjahrstagung Freudenstadt 1976, Arbeitskreis Festkörperphysik bei der DPG, TT 23
- 15) B. Besslein und G. Ischenko, Solid state comm. 19, 867 (1976)
- 16) R. Bett, Cryogenics 14, 361 (1974)
- 17) A.R. Sweedler, D.G. Schweitzer und G.W. Webb, Phys. Rev. Lett. 33, 168 (1974)
- 18) A.R. Sweedler, D. Cox, D.G. Schweitzer und G.W. Webb, IEEE Trans. Magn. 11, 163 (1975)
- 19) H. Bauer, E.J. Saur und D.G. Schweitzer, J. Low Temp. Phys. 19, 171 (1975)
- 20) D.M. Parkin und D.G. Schweitzer, Nucl. Tech. 22, 108 (1974)
- 21) K. Wohlleben, Z. Angew. Phys. 27, 92 (1969)
- 22) G. Ischenko, H. Mayer, H. Voit, B. Besslein und E. Haindl, Z. Physik 256, 176 (1972)

- 23) A.R. Sweedler, C.L. Snead, L. Newkirk, F. Valencia, T.H. Geballe, R.H. Schwall, B.T. Matthias, E. Corenswit, Int. Conf. on Rad. Effects and Tritium Tech. for Fusion Reactors, Gatlinburg, USA (1975) preprint
- 24) D.M. Parkin und A.R. Sweedler, IEEE Trans. Magn. 11, 166 (1975)
- 25) H.T. Coffey, E.L. Keller, A. Patterson und S.H. Autler, Phys. Rev. 155, 355 (1967)
- 26) M. Soell, H. Bauer, K. Böning und R. Bett, Phys. Lett. 51 A, 83 (1975)
- 27) M. Soell, K. Böning und H. Bauer, preprint
- 28) B.S. Brown, T.H. Blewitt, T.L. Scott und D.G. Wozniak, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 296 (1975)
- 29) B.S. Brown, T.H. Blewitt, D.G. Wozniak und M. Suenaga, J. Appl. Phys. 46, 5163 (1975)
- 30) G.W. Cullen und R.L. Novak, J. Appl. Phys. 37, 3348 (1966)
- 31) I.R. McEvoy Jr., R.F. Decell und R.L. Novak, Appl. Phys. Lett. 4, 43 (1964)
- 32) P.S. Swartz, H.R. Hart Jr. und R.L. Fleischer, Appl. Phys. Lett. 4, 71 (1964)
- 33) S. Klaumünzer, G. Ischenko und P. Müller, Z. Phys. 268, 189 (1974)
- 34) H. Neumüller, private Mitteilung
- 35) H. Berndt und F. Sernetz, Phys. Lett. 33 A, 427 (1970)
- 36) H. Berndt, N. Kartascheff und H. Wenzl, Z. Angew. Phys. 24, 305 (1968)
- 37) H. Ullmaier, K. Papastaikoudis, S. Takács und W. Schilling, Phys. Stat. Sol. 41, 671 (1970)
- 38) C.A.M. van der Klein, P.H. Kes, H. van Beelen und D. de Klerk, J. Low Temp. Phys. 16, 169 (1974)
- 39) R.H. Kernohan und S.T. Sekula, J. Appl. Phys. 38, 4904 (1967)
- 40) S.T. Sekula, J. Appl. Phys. 42, 16 (1971)
- 41) B.S. Brown, T.H. Blewitt und T. Scott, Phys. Stat. Sol. a 16, 105 (1973)
- 42) G.M. Eliashberg, Sov. Phys. - JETP 11, 696 (1960); 12, 1000 (1961)

- 43) D.J. Scalapino, J.R. Schrieffer und J.W. Wilkins,
Phys. Rev. 148, 263 (1966)
- 44) J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer,
Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- 45) W.L. McMillan, Phys. Rev. 167, 331 (1968)
- 46) P.B. Allen und R.C. Dynes, Phys. Rev. B 12, 905 (1975)
- 47) L.Y.L. Shen, Phys. Rev. Lett. 29, 1082 (1972)
- 48) R. Flükiger, Frühjahrstagung Freudenstadt 1976,
Arbeitskreis Festkörperphysik bei der DPG, TT 21
- 49) R. Flükiger, C. Susz, F. Heiniger und J. Müller,
J. Less Common Metals 40, 103 (1975)
- 50) R.D. Blaugher, R.E. Hein, J.E. Cox und R.M. Waterstrat,
J. Low Temp. Phys. 1, 539 (1969)
- 51) J.E. Cox und R.M. Waterstrat, Phys. Lett. 46 A, 21 (1973)
- 52) R. Flükiger, J.L. Staudenmann, A. Treyvaund und
P. Fischer, Proc. LT 14, 2, 1 (1975)
- 53) R.A. Hein, J.E. Cox, R.D. Blaugher, R.M. Waterstrat
und E.C. van Reuth, Physica 55, 523 (1971)
- 54) J. Müller, R. Bulkiger, A. Junod, F. Heiniger und
C. Susz, Proc. LT 13, 3, 446 (1974)
- 55) F. Heiniger, R. Flükiger, A. Junod, J. Müller, P. Spitzli
und J.L. Staudenmann, Proc. LT 11, 331 (1970)
- 56) J. Appel, Phys. Rev. B 13, 3203 (1976)
- 57) A. Junod, P. Bellon, R. Flükiger, F. Heiniger und
J. Müller, Phys. Kond. Mat. 15, 133 (1972)
- 58) K. Maki, Physics 1, 21, 127, 201 (1964)
- 59) G. Eilenberger, Phys. Rev. 153, 584 (1967)
- 60) H. Ullmaier, K. Papastaikoudis und W. Schilling,
Phys. Stat. Sol. 38, 189 (1970)
- 61) vgl. z.B. W. Buckel, Supraleitung (Physik Verlag, 1972)
- 62) P.H. Kes, C.A.M. van der Klein und D. de Klerk,
J. Low Temp. Phys. 10, 759 (1973)
- 63) H. Neumüller, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1974)
- 64) J.L. Harden und V. Arp, Cryogenics 3, 105 (1963)
- 65) R.A. French, Cryogenics 8, 301 (1968)
- 66) A.A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP, 5, 1174 (1957)
- 67) A.M. Campbell und J.E. Evetts, Adv. in Phys. 21, 199 (1972)

- 68) H. Ullmaier, Habilitationsarbeit, KFA-Bericht,
Jül-958-FF (1973)
- 69) H. Ullmaier, Irreversible Properties of Type II
Superconductors, Springer Tracts in Modern Physics 76
(Springer Verlag Berlin)
- 70) R. Labusch, Phys. Stat. Sol. 19, 715 (1967)
Phys. Stat. Sol. 32, 439 (1969)
- 71) R. Labusch, Crystal Lattice Defects 1, 1 (1969)
- 72) K. Yamafuji und F. Irie, Phys. Lett. A 25, 387 (1967)
- 73) E.J. Kramer, J. Appl. Phys. 44, 1360 (1973)
- 74) J.A. Good und E.J. Kramer, Phil. Mag. 22, 329 (1970)
- 75) A.B. Pippard, Phil. Mag. 19, 217 (1969)
- 76) E.J. Kramer, J. of Electronic Materials 4, 839 (1975)
- 77) A.M. Campbell, J.E. Evetts und D. Dew-Hughes,
Phil. Mag. 18, 313 (1968)
- 78) D. Dew-Hughes, Phil. Mag. 30, 293 (1974)
- 79) A.R. Sweedler und D.E. Cox, Phys. Rev. B 12, 147 (1975)
- 80) G.H. Kinchin und R.S. Pease, Rept. Progr. in Phys. 18,
1 (1955)
- 81) M.W. Thomson, Defects and Radiation Damage in Metals
(Cambridge University Press, 1969)
G. Leibfried, Bestrahlungseffekte in Festkörpern
(Teubner Verlag Stuttgart, 1965)
- 82) G. Youngblood, S. Myhra und J.W. De Ford,
Phys. Rev. 188, 1101 (1969)
- 83) W. Schilling und H. Ullmaier, GSI-Arbeitstagung:
Schwere Ionen - Ein Werkzeug der Festkörperphysik,
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt,
GSI-P2-75, Seite 8
- 84) W.L. Bragg und E.J. Williams, Proc. Roy. Soc. (London),
A 45, 699 (1934)
- 85) L.R. Aronin, J. Appl. Phys. 25, 344 (1953)
- 86) G.H. Kinchin und R.S. Pease, J. Nucl. Energy 1, 200 (1955)
- 87) G.J. Dienes und G.H. Vineyard, Radiation Effects in solids
(Interscience, New York, 1957)
G.J. Dienes, Studies in Radiation Effects on Solids 2
(Gordon and Breach, New York, 1967)

- 88) P. Müller und G. Ischenko, J. Appl. Phys. 47, 2811 (1976)
- 89) H. Wenzel in: Vacancies and Interstitials in Metals
(North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1970)
- 90) W. Dönitz, W. Hertz, W. Waidelich, H. Peisl und K. Böning,
phys. stat. sol.(a) 22, 501 (1974)
- 91) D.B. Montgomery und W. Sampson, Appl. Phys. Lett. 6,
108 (1965)
- 92) K. Schmelz, G. Ischenko, B. Besslein, A. Greiner,
S. Klaumünzer, P. Müller und H. Neumüller,
Phys. Lett. 55 A, 315 (1975)
- 93) J.M. Poate, L.R. Testardi, A.R. Storm und W.M. Augustyniak,
Phys. Rev. Lett. 35, 1290 (1975)
- 94) D. Saint-James, E.J. Thomas und G. Sarma, Type II
Superconductivity (Pergamon Press, 1969)
- 95) D. Dew-Hughes, Cryogenics 15, 435 (1975)
- 96) C.C. Koch, J.O. Scarbrough und D.M. Kroeger, Phys. Rev.
B 9, 888 (1974)
- 97) M. Soell, Dissertation TU München (1974)
- 98) A. Das Gupta, W. Gey, J. Halbritter, H. Küpfer und
J.A. Yasaitis, J. Appl. Phys. 47, 2146 (1976)
- 99) W.A. Fietz und W.W. Webb, Phys. Rev. 178, 657 (1969)
- 100) R.E. Enstorm und J.R. Appert, J. Appl. Phys. 43, 1915 (1972)
- 101) M.P. Mathur, M. Ashkin, D.W. Deis und B.J. Shaw,
IEEE Trans. Magn. 11, 255 (1975)
- 102) C.C. Koch und R.W. Carpenter, Phil. Mag. 25, 303 (1972)
- 103) F. Vavra, W. Dönitz und K. Böning, Phys. stat. sol.
(a) 20, 511 (1973)
- 104) C.A.M. van der Klein, P.H. Kes und D. de Klerk,
Phil. Mag. 29, 559 (1974)
- 105) W. De Sorbo, Phys. Rev. 134, A1119 (1964);
Rev. Mod. Phys. 36, 90 (1964)
- 106) K.A. Jones und R.M. Rose, Trans. AIME 245, 67 (1969)
- 107) H. Freyhardt, Phil. Mag. 23, 345 (1971)
- 108) G.M. McCracken, S. Blow, CLM-R 120 (1972)

Herrn Prof. Dr. G. Ischenko möchte ich an dieser Stelle für die Möglichkeit, vorliegende Arbeit in seiner Abteilung durchzuführen, und vor allem für die vielen klärenden Diskussionen und das persönliche Interesse an den Ergebnissen herzlich danken.

Ferner danke ich den Mitgliedern der Supraleitungsgruppe für ihr Engagement bei den langwierigen Bestrahlungs- und Erholungsmessungen, insbesondere Herrn Dipl.-Phys. P. Müller, der den Einsatz des Camac-Systems bei diesen Experimenten forciert hat.

Lebenslauf

- 1946 geboren am 7. Juni 1946 als erstes Kind des Apothekers Karl Besslein und seiner Ehefrau Anneliese, geb. Leikeim, in Altenkunstadt, Kreis Lichtenfels
- 1952 - 57 Besuch der Volksschule
- 1955 Übersiedlung nach Bamberg
- 1957 - 66 Besuch der Oberrealschule bzw. des Dientzenhofer Gymnasiums nach der Schulteilung im Jahre 1965
- 1966 Abitur und Beginn des Physikstudiums im WS 66/67 an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
- 1969 Im Mai 1969 Vordiplomprüfung für Physik
- 1972 Im November 1972 Hauptdiplomprüfung für Physik; seither als wissenschaftlicher Angestellter am II. Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg tätig
- 1973 Eheschließung mit Gudrun Bauer

Dissertationsdruck
GmbH & Co. KG.

M. SCHADEL

86 Bamberg · Hohe-Kreuz-Str. 9b · Tel. 0951/21617[5 4414]